

fizikai szemle



2017/11



MEGHÍVÓ



Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és
az MTA Fizikai Tudományok Osztálya
által szervezett,

Fizika és fizikusok az iparban és a gazdaságban

című kerekasztal-beszélgetésre és az azt követő vitára.

Az iparilag fejlett országokban a fizikusok sokkal nagyobb arányban dolgoznak az iparban és a gazdaságban, mint nálunk. Az USA-ban a végzett fizikusok több mint 50%-a a magánszférában találja meg az első, hosszú távra tervezett állását. A Német Fizikai Társaságban, amelynek mintegy 60 ezer tagja van, külön munkacsoport foglalkozik azzal, hogyan lehet az egyetemi és kutató-intézeti, illetve az ipari és gazdasági szektor között erősíteni a tudás- és technológiatranszfert. Magyarországon, úgy tűnik, sokkal lazább a kapcsolat és ritkább az átjárás a két szféra között. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és az MTA Fizikai Tudományok Osztálya által szervezett fórum a két szférában, az egyetemeken és akadémiai kutatóintézetekben, illetve ipari cégeknél, kisvállalkozásokban vagy pénzügyekkel foglalkozó szervezeteknél dolgozó fizikusokat kívánja összehozni egy kerekasztal-beszélgetésre és az ahhoz kapcsolódó vitára arról, hogyan látják a jelenlegi helyzetet, hogyan lehetne nálunk is szorosabb kapcsolatokat kialakítani az alap- és az alkalmazott kutatásban tevékenykedők között.

A kerekasztal résztvevői:

Fáth Gábor, Morgan Stanley, ügyvezető igazgató,

Horváth Ákos, MTA Energiatudományi Kutatóközpont, főigazgató,

Kazi Károly, BHE Bonn Hungary Elektronikai Kft., ügyvezető igazgató,

Major Péter, Mediso Kft., kutatás-fejlesztési igazgatóhelyettes,

Richter Péter, Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, egyetemi tanár,

Rovni István, Paks II. Atomerőmű Zrt.,

Szabó Gábor, Szegedi Egyetem, egyetemi tanár, rektor.

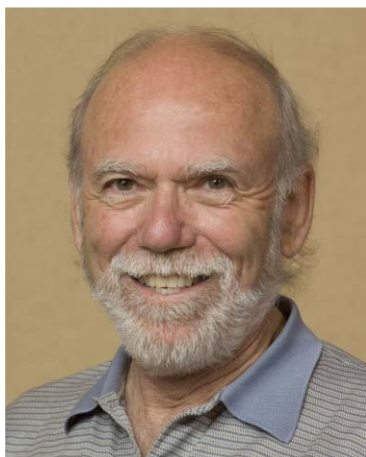
Moderátor: **Sólyom Jenő**, MTA Wigner FK, professor emeritus

A fórum helye: MTA székház, II. em. Kisterem (1051 Budapest, Széchenyi István tér 9.)

A fórum időpontja: 2017. december 1. (péntek), 14:30–16:30



Rainer Weiss



Barry C. Barish




Kip S. Thorne

NOVEMBER

Nem született váratlan döntés: október 3-án kihirdették, hogy a 2017-es fizikai Nobel-díjat *Rainer Weiss* (MIT, a díj 50%-át), *Barry C. Barish* és *Kip S. Thorne* (mindketten Caltech, a díj 25–25%-át) kapják meghatározó hozzájárulásukért a LIGO detektor megalkotásához és a gravitációs hullámok megfigyeléséért. A LIGO-ról és a gravitációs hullámok észleléséről több írás is megjelent a *Szemlében* (2016, 38., 74. és 110. oldal; 2017, 293. oldal), így most nem közlünk újabb cikket a Nobel-díj háttéréről, viszont kiegészítésképpen idemácsolom *Geszti Tamás* szellemes és tömör facebook-bejegyzését: „Hallgatom a gravitációs hullámlovagok okos szövegeit, és kicsit elborzadok: a téridő görbülete, ez egy kívülállónak tiszta misztikum. Miért nem ezt mondjátok: a gravitáció sokban hasonlít az elektromos töltések erőteréhez, csak ezt az erőteret a töltés helyett a tömeg kelti. Amíg a tömeg lassan mozog ide-oda, az erőter is csak vánszorog ide-oda, de ha óriási tömegek nagy frekvenciával kezdenek pörögni, az már mint egy óriási antenna, sugározni kezd: ebből jönnek a gravitációs hullámok.” Érdekes véletlen, hogy a Nobel-díj kihirdetését időben közrefogja az ötödik, GW170817 jelű gravitációs hullám augusztus 17-i észlelése és október 16-i hivatalos bejelentése. Ezen észlelés különös jelentősége az, hogy most két neutroncsillag összeolvadásából származott a hullám, amit a LIGO és az európai VIRGO obszervatórium is észlelt, továbbá a jelenségből származó gamma-villanást és az utólagos fénykibocsátást több mint 70 további állomás is megfigyelte [sciencemag.org/news/2017/10/merging-neutron-stars-generate-gravitational-waves-and-celestial-light-show].

Ahogy a gravitációs hullámok létezését, azt is *Einstein* ismerte fel még 1935-ben, hogy a kvantummechanikai összefonódás miatt távoli részecskék között is léteznie kell kapcsolatnak, még akkor is, ha az ismert kölcsönhatásokat leányékoljuk közöttük. Néhány éve kezdtek megjelenni vezető tudományos folyóiratokban fizikusoktól cikkek az összefonódott kvantumrendszerek lehetséges felhasználásáról a biztonságos információátvitel hatékonyságának növelésére. Az Einstein-féle gondolat kísérlet és az elméleti publikációk után kísérletileg is bizonyították az összefonódottság fennmaradását egymástól messzire eltávolított részecskék között. A dolog a médiában is nagy (és sajnos, ahogy azt már megszoktuk, sokszor téves) visszhangot kapott. Tény, hogy az egymástól több mint 7000 km távolságra lévő Peking és Bécs között szeptember 29-én a Miciusz műholdon keresztül szétszórt kvantumkódsorozattal biztonságossá tett videokapcsolatot létesítettek. *Asbóth János*nak az ELTE *Atomoktól a csillagokig* című ismeretterjesztő sorozatában tartott előadásából [www.atomcsill.elte.hu/program/kivonat/2017-2018/2], valamint *Patkós András* cikkéből (367. oldal) megbízható ismereteket kaphatunk a jelenségről.

Az elmúlt hetek eseménye, hogy szeptember 15-én, az előzetes terveknek megfelelően a Cassini űrszonda a Szaturnusz bolygó légkörében megsemmisült, befejezve több mint 20 éves küldetését. A Cassini sok rendkívül értékes adatot szolgáltatott, amelyek feldolgozása még sokáig foglalkoztatja a kutatókat. Egy szép példa erre *Bebesi Zsófia* cikke számunk 380. oldalán. [A Cassini misszióról részletesen lásd *Szabados László* írásait: *Fizikai Szemle* 2017, 263. oldal; http://mta.hu/tudomany_hirei/nagy-finalera-keszul-a-cassini-bolygoszonda-107639; http://mta.hu/tudomany_hirei/egy-huszeves-urtortenet-vege-a-szaturnusz-vegleg-befogadja-a-cassinit-108013].


Lendvai János
főszerkesztő

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:
Bencze Gyula, Czitrovszky Aladár, Faigel Gyula, Füstöss László, Gyulai József, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Németh Judit, Ormos Pál, Papp Katalin, Simon Péter, Sükösd Csaba, Szabados László, Szabó Gábor, Szatmáry Zoltán, 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:
Tüskés makrelák raja Előd László (Év természetfotósa, 2005) felvételén.
Lásd Julia Mary Yeomans írását a természet motorjairól.

November (Lendvai János)	365
<i>Patkós András: A Lovász-szám kvantumkarrierje</i>	367
<i>Kvantumkommunikáció és egy magyar matematikus közel negyven éves gráfelméleti eredménye, ami alkalmas a kvantumkommunikáció teljesíthetőségének behatárolására</i>	
<i>Julia Mary Yeomans: A természet motorjai: aktív anyagok</i>	372
<i>Élő és élettelen sűrű anyagok önszerveződő mintázatképződése és energiaátalakító-képessége</i>	
<i>Gillemot Katalin, Somfai Ellák, Börzsönyi Tamás: Szegregáció nyírt, szemcsés keverékekben</i>	376
<i>Naponta megfigyeljük, az élelmiszer- és gyógyszeriparban is fontos, hogy különböző tulajdonságú szemcsékből álló keverékek rázás vagy nyírás hatására szétválhatnak</i>	
<i>Bebesi Zsófia: Űridőjárás a Szaturnusznál</i>	380
<i>A Cassini–Huygens űrmisszióban szerzett érdekes új ismeretek a Szaturnusz környéki űridőjárásról</i>	
IN MEMORIAM...	
<i>Radnóti Katalin: Megemlékezés Marie Curie születésének 150. évfordulójáról</i>	384
A FIZIKA TANÍTÁSA	
<i>Tichy Géza, Vankó Péter, Vigh Máté: Gondolatok az Eötvös-verseny 1. példájáról – 2. rész: a teljes mozgás numerikus megoldása</i>	388
<i>Balog Katalin, Kovács Kornél, Somogyi Anikó: A Planck-állandó számítógéppel segített mérése – a myDAQ és a LabVIEW alkalmazása a modern fizika tanításában</i>	391
<i>Borbély Venczel: Interferencia és diffrakció a 21. században olcsó, illetve mindennap használatos eszközökkel</i>	396
<i>Fülöp László, Takács Kristóf: Fogászati röntgenfilmek a fizikában</i>	400
HÍREK – ESEMÉNYEK	
Kitüntetések	400
<i>J. Lendvai: November</i>	
<i>A. Patkós: Quantum career of the Lovász number</i>	
<i>J. M. Yeomans: Nature's Engines: Active Matter</i>	
<i>K. Gillemot, E. Somfai, T. Börzsönyi: Segregation in sheared granular mixtures</i>	
<i>Zs. Bebesi: Space weather at the Saturn</i>	
IN MEMORIAM...	
<i>K. Radnóti: Marie Curie's 150th anniversary</i>	
TEACHING PHYSICS	
<i>G. Tichy, P. Vankó, M. Vigh Máté: Further considerations on the first problem of the Eötvös Physics Competition – Part II.: Numeric solution of the whole movement</i>	
<i>K. Balog, K. Kovács, A. Somogyi: Computer aided measurement of the Planck constant</i>	
<i>V. Borbély: Demonstration of interference and diffraction in the 21st century with cheap everyday devices</i>	
<i>L. Fülöp, K. Takács: Dental X-ray films in physics</i>	
EVENTS	

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-postacím: elft@elft.hu

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

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

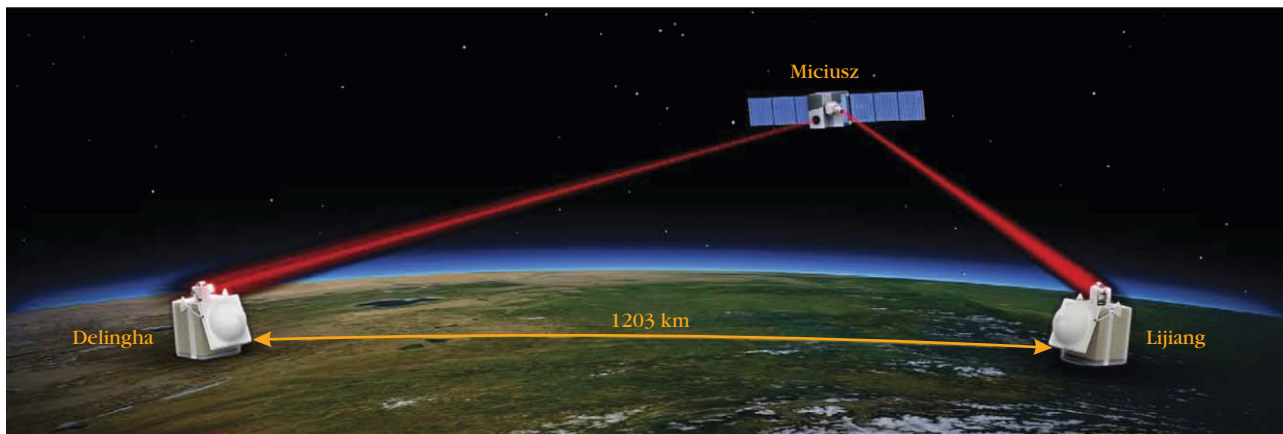
Nyomdai előkészítés: Kármán Stúdió, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.

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

Megjelenik havonta (nyáron duplaszámmal), egyes szám ára: 900.- Ft (duplaszámé 1800.- Ft) + postaköltség.

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





A LOVÁSZ-SZÁM KVANTUMKARRIERJE

Patkós András
ELTE Atomfizikai Tanszék

„Az összefonott fotonok szétesztása ... új utakat nyit a kvantumkommunikáció gyakorlati megvalósításához.” Világviszhangot kiváltó eredményük jelentőségét méltatva ezt a vonatkozást emelte ki a kínai kutatócsoport, amelyik elsőként hozott létre két fotonból álló összefonott állapotú kvantumrendszert egy Föld körül keringő műholdon, majd annak egy-egy fotonját úgy juttatta el egymástól 1203 km távolságra elhelyezkedő két földi állomásra, hogy kvantumösszefonódottságuk bizonyíthatóan fennmaradt [1]. A *Jian-Wei Pan* professzor vezette kutatócsoport eredménye a Földet átfogó kvantumkommunikációs hálózathoz vezető úton megtett első sikeres lépésként értékelendő. Jelen cikk arra törekszik, hogy szemléletesen megvilágítsa, miért tekintik alapvetőnek egy magyar matematikus közel negyven éves gráfelméleti eredményét [2] a kvantumkommunikáció teljesítőképessége behatárolásában és elért pillanatnyi szintjének minősítésében.

Még egy évtizede sincs, hogy a vezető nemzetközi folyóiratokban (*Science*, *Nature*) a főleg fizikusok tollából származó cikkek hulláma jelentkezik, amelyek a hibamentes információközlés sebességét úgynevezett *összefonott kvantumrendszerek* használatával javasolják megjavítani [3–5]. A számos elméleti cikkben fokozatosan javuló hatékonysággal javasolt módszer esélyt ad arra, hogy a részben kvantumeffektus használó algoritmus révén esetleg el is érjék az egyszeri használattal hibamentesen átvihető információ-

mennyiségre vonatkozó felső határt. Ezt a felső korlátot a szakirodalom *Lovász-számként* emlegeti.

E fejlemény még újabb aspektusaként az elmúlt fél évtizedben a Lovász-számot használják azon maximális különbség számszerűsítésére is, amely a mikrovilág jelenségeinek kvantumelméleti és úgynevezett „rejtett paraméteres” leírása között lép fel [6, 7]. A csúcspókból és élekből felépíthető gráfok elvont általánosságú elmélete esztétikus geometriai háttérű megvilágítást ad nagyon is konkrét fizikai rendszerek hétköznapi szemlélletünkkel vitatkozó kvantumtulajdonságainak, amennyiben a gráfok csúcsait valamely kvantumtulajdonságok mérési kimeneteivel azonosítjuk, éleiket pedig ezen események közötti relációkként értelmezzük.

Mielőtt rátérnénk erre, ismerkedjünk meg az ember által máig előállított legnagyobb térbeli kiterjedésű kvantumállapot létrehozásának körülményeivel és tulajdonságaival.

Műhoddal létrehozott, földi állomások közötti összefonott fotonpárkapcsolat

Összefonott fotonpárok keltésének immár köznapi technikája fotonok nemlineáris kristályokkal történő „kettéhasítását” használja. A Miciusz műholdon egy másfél centiméteres vastagságú K-Ti-PO₄ (kálium-titanil-foszfát, KTF) egykristályra fókuszálták a pumpáló lézer 405 nm hullámhosszú fotonjait. A kettőtörő kristályon áthaladva keletkezett két 810 nm-es, a

$$\frac{|H\rangle_1 |V\rangle_2 + |V\rangle_1 |H\rangle_2}{\sqrt{2}} \quad (1)$$

polarizációs állapotban összefonott fotont (H a horizontális, V a vertikális lineáris polarizációt jelző rövidítés) két különálló teleszkópról vezették földi célállomáshoz, amelyeket az 1, illetve a 2 indexek különböztetik meg. Az összefontság a két foton polarizációs tulajdonsága közötti korrelációban nyilvánul meg.



Patkós András (1947) akadémikus az ELTE emeritus egyetemi tanára. Elméleti fizikus, aki a kvantumtérelméletek megoldási módszereit fejleszti, az erős és az elektrogyenge anyag fázisátalakulásait, azok kozmológiai szerepét kutatja. Számos tankönyv (társ) szerzője. Rendszeresen ír tudományos-népszerűsítő cikkeket is.

Ugyan bármelyik teleszkópból kivezetett fotonra véletlenszerűen, azaz $\frac{1}{2}$ - $\frac{1}{2}$ valószínűséggel mérhető a H vagy a V polarizáció, ám az egyikre H -t (V -t) mérve, annak feltételes valószínűsége, hogy a másikra is H -t (V -t) mérjenek, nulla lesz. A 30 mW teljesítményű pumpáló lézer révén másodpercenként 5,9 millió összefonott állapotú párt állítottak elő. Ez az eszköz jóval hatékonyabb, mint a történetileg elsőként alkalmazott BBO (beta-báriumborát) egykristály, mivel ez esetben a kristálytani főtengely mentén haladó, egyetlen fotonnyaláb különböző szakaszain haladó, egymásra merőleges polarizáltsággal kettéhasadó fotonpárok egy-egy tagját fonják össze [8]. E fotonáram 1%-án végeztek minősítő méréseket a műhold fedélzetén, amellyel megállapították, hogy a párok állapota 91%-os hűségű (a megvalósult állapot vetülete az ideális állapotra $0,907 \pm 0,007$ volt).

Ilyen fotonpárokat a légkör földközeli rétegein át legfeljebb 100 km-es távolságra lehet eltávolítani egymástól anélkül, hogy a légköri zavarok a két állapot kvantumkoherenciáját megszüntetnék. A Miciusz 500 km-es magasságban kering és fedélzetéről két, Tibetben létesített földi megfigyelő állomásra juttatták el a fotonokat (lásd a cikk kezdőképét!). A Delingha állomás 3153 m, a Lijiang állomás 3233 m magasságban épült meg, földi távolságuk egymástól 1203 km. A kísérlet célja annak ellenőrzése volt, hogy az összefonott állapot fotonkomponenseinek koincidenzában detektált tagjai között fennmarad-e az összefonottság. Más szóval, létezhet-e földrésnyi méretskálájú kiterjedt kvantumállapot?

A nagy sebességgel repülő űreszköztől nézve a két állomás 275 s időintervallumban volt egyidejűleg a láthatár felett. Távolságuk a műholdtól 500 és 2000 km között változott. Nagy teljesítményű célzó lézerekkel 0,41 mrad pontossággal irányozták egy egyenesbe a küldőkkel a fogadó állomások 1,2, illetve 1,8 méteres átmérőjű teleszkópjait. Ez a szögeltérés jóval kisebb az összefonott fotonnyaláb egyes komponenseinek 10 mrad mértékű széttartásánál. A forrás mozgásából származó további két feladatot is sikerrel oldottak meg: kompenzálták az érkezési idő eltolódását és a polarizációs irány elfordulását is. Végül 60 és 80 dB között változó értéken sikerült korlátozniuk a fotonnyaláb csillapodását. Ez azt jelentette, hogy a két távoli állomáson detektált fotonok között 11 Hz-es átlagos frekvenciával észleltek koincidenziát.

Összehasonlításképp érdemes megjegyezni, hogy a földi légkörön áthaladva végrehajtott kétfotonos kísérletek során elért 100 km-es távolság esetében 80 dB-es csillapodás mellett sikerült koincidenz fotonpárokat észlelni. Az űrből megvalósított szétküldés során tapasztalt hosszegységre jutó csillapítás – még az üvegszál transzmisszió minimális csillapodási határértékének tartott 0,095-0,13 dB/km értékek elérése esetén is – sokszorta kisebb a földön optimálisan elérhetőnél. Ezért a szerzők a nagy távolságú fotonmegosztással létrehozandó kvantumkommunikációs csatornák majdani megvalósítására a magasabb pályára állított űreszközöket tartják egyedül alkalmasnak.

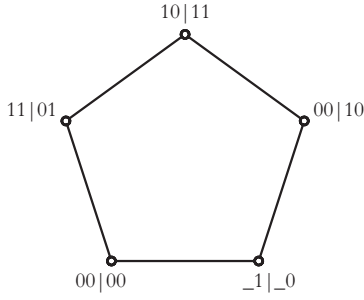
A koincidenz fotonok összefontságának fennmaradásáról, azaz a komponensek közötti kvantumkorreláció fennmaradásáról a két földi állomás együttműködésében végrehajtott *Bell-teszt* révén győződtek meg.

A Bell-teszt

Az (1) képlettel jellemezhető összefonódás a többrészecskes állapot részrendszereinek tulajdonságait megállapító, térszerűen elválasztott tartományokban végzett mérések eredményei között a távolsággal nem csökkenő korrelációt jósol. A kvantumelmélet e sajátosságát *Erwin Schrödinger* és *Albert Einstein* az 1930-as évek közepén ismerték fel. Legrészletesebben Einstein, *Podolsky* és *Rosen* 1935-ös cikke fejtette ki azt a véleményt, hogy a távoli mérések korreláltságát a megkülönböztethetetlen ikerrészecskék keletkezése pillanatában végbement olyan hatás okozza, amely hiányzik a kvantummechanikai leírásból. Ezért a kvantummechanika nem lehet a természeti jelenségek leírásának végleges elméleti kerete. A következők által az 1950-es években kifejlesztett leíráshoz definiált, „rejtett paraméter”-nek nevezett adat valószínűségi eloszlására építve a két mérés együttes kimenetének elemzésekor az összes klasszikusan elképzelhető (tehát a H_1-H_2 , V_1-V_2) kimeneti lehetőséget is figyelembe kell venni, bár a rejtett paraméterre érzéketlen mérőeszközeinkkel csak a kimenetek egy részét tudjuk észlelni.

John Bell 1964-ben a két polarizáció együttes méréseire vonatkozó rejtett paraméteres elemzéssel a kvantumelméletnek ellentmondó egyenlőtlenségeket vezetett le [9]. Ezek mintájára a legegyszerűbb egyenlőtlenséget *Clauser*, *Horne*, *Shimony* és *Holt* javasolták [10], amelyet röviden CHSH-egyenlőtlenségként emlegetnek. Földi körülmények között fokozatosan növekvő, végül a 100 km-es távolságot elérő egyidejű mérésekkel bizonyították a CHSH-egyenlőtlenség sérülését, amivel egyértelműen megcáfolták a keletkezés pillanatában (lokálisan) hatását kifejtő rejtett paraméterekkel létrehozott korrelációkat feltételező klasszikus elméletet. A mérések a kvantummechanikai jóslattal nagy pontosságú számszerű egyezést mutattak. A CHSH-egyenlőtlenség felső korlátját meghaladó, a kvantummechanikai jóslattal egyező mérési eredményt az akár makroszkopikus kiterjedésű rendszerben is fennmaradó kvantumosság természet kritériumának tekintik. Ez a Bell-teszt, amelynek elméleti háttere az évtizedek során oly mértékben leegyszerűsödött, hogy az ismertetés közérthetőségét remélve, [7] gondolatmenetét követve, az alábbiakban be is mutatom.

Mindkét mérési helyszínen a koincidenz fotonáramon 2-2 polarizációmérési tesztet végeznek. Az A mérőhelyen (*Alice*) a t_A és t'_A irányokra mérik meg a polarizáció vetületét. Az adott irányba mutató polarizációvektor mérésével az A , illetve az A' megfigyelhető mennyiség $+1$ értékét társítják. Amennyiben a polarizáció a vizsgált irányra merőleges, akkor a mé-



2. ábra. A CHSH-egyenlőtlenség levezetéséhez használt kizárási ötszög. A csúcsokat a melléjük írt négy szimbólum azonosítja a Bell-teszt eseményeivel. A harmadik karakter az A által választott tesztet azonosítja: $0 = t_A$, $1 = t'_A$, a negyedik karakter ugyanezt teszi B -re. A bal oldalon az első karakter az A által kapott eredményt, a második pedig a B által kapott eredményt adja meg. A $_$ karakter használatát jelzi, hogy abban az eseményben A nem végez kísérletet.

rés eredményéhez a 0 értéket társítják. A B mérőhelyen (Bob) a t_B és t'_B irányokra képezik a B , illetve a B' megfigyelhető mennyiség mérésorozatát. Az irányokat egymástól függetlenül, véletlenszerűen választják ki. Az eredmények összesítésével elkészíthető az összes együttes mérés pár eredmény sorozatából készített szorzat várható értéke, azaz $\langle AB \rangle$, $\langle A'B \rangle$, $\langle A'B' \rangle$ stb.

A CHSH-egyenlőtlenség a fenti mérés eredményére vonatkozó úgynevezett *lokális rejtett paraméteres elméleti* várakozásra a következő állítást fogalmazza meg:

$$\langle AB \rangle + \langle A'B \rangle + \langle AB' \rangle - \langle A'B' \rangle \leq 2. \quad (2)$$

Az egyenlőtlenség levezetéséhez tekintsük az együttes mérések következő lehetséges tesztválasztásaiból és a tesztek lehetséges kimeneteiből álló összetett eseményeket:

$$(00 | t_A, t_B), (11 | t_A, t'_B), (10 | t'_A, t'_B), (00 | t'_A, t_B).$$

A zárójelben az első szám az A mérőhelyen végzett, a második a B mérőhelyen végzett teszt eredményét adja. Az egymás melletti események egymást kölcsönösen kizárják, mivel legalább az egyik helyen elvégzett azonos tesztre különböző eredményt adtak. Az első és az utolsó együttes esemény közé (a „kör” bezárva) beírhatjuk a $(-1 | _, t_B)$ eseményt, amely mindkettővel kölcsönös kizárásági viszonyban van, függetlenül attól, hogy Alice egyáltalán mér-e.

Az 5 eseményre képezzük a mérések ismétlésével megismerhető bekövetkezési valószínűségeik összegét és felső korlátot keressünk erre:

$$\max \left[P(00 | t_A, t_B) + P(11 | t_A, t'_B) + P(10 | t'_A, t'_B) + P(00 | t'_A, t_B) + P(-1 | _, t_B) \right].$$

Az 5 eseményt egy gráf csúcsainak választva (2. ábra) és az egymást kizáró szomszédokat élekkel összekötve a C_5 ötszöget kapjuk, amely ezen események úgynevezett *kizárási* (exclusivity) *gráfja*. Azonnal látszik, hogy az egymást kölcsönösen ki-nem-záró csú-

csok száma 2. Ez a C_5 gráf *függetlenségi száma*: $\alpha(C_5) = 2$. Kölcsönösen kizáró események valószínűségeinek összegét az a kiosztás maximalizálja, amikor egyik eseményt biztosnak, az általa kizártak valószínűségeit pedig nullának választjuk. Ezért fennáll, hogy

$$P(00 | t_A, t_B) + P(11 | t_A, t'_B) + P(10 | t'_A, t'_B) + P(00 | t'_A, t_B) + P(-1 | _, t_B) \leq 2.$$

Miután az utolsó esemény valószínűsége akár klasszikusan, akár a kvantumállapotból számolva $1/2$, így

$$P(00 | t_A, t_B) + P(11 | t_A, t'_B) + P(10 | t'_A, t'_B) + P(00 | t'_A, t_B) \leq \frac{3}{2}. \quad (3)$$

A (2) és (3) egyenlőtlenségek összekapcsolásához a következő megfeleltetést tesszük a valószínűségek és bizonyos statisztikai együttes várható értékek között:

$$P(ab | t_A, t_B) = \frac{\langle [1 + (-1)^a A][1 + (-1)^b B] \rangle}{4}. \quad (4)$$

Ezt és az analóg további kifejezéseket (3)-ba helyettesítve, majd végrehajtva a megfelelő átrendezéseket, a (2) CHSH-egyenlőtlenségre jutunk.

A kvantumelmélet szabályait használva kiszámíthatjuk az egyes események valószínűségeinek kvantummechanikai értékeit. Szokásos választás, hogy Alice első tesztje (t_A) a z tengely irányú és az arra merőleges polarizációs állapotot, a második (t'_A) az ezzel $\pi/4$ szöget bezáró tengelyre vonatkozó polarizáció vetületét méri meg. Bob esetében az első teszt a z tengelyhez mérten Θ polárszöggel jellemzett irányra vett vetületet méri, a második pedig az ehhez képest további 2Θ szöggel elfordított irányra vonatkozót. A választott analízatorányokhoz tartozó polarizációs sajátvektorok a következők:

$$\begin{aligned} \epsilon(0 | t_A) &= (0, 1), & \epsilon(1 | t_A) &= (1, 0), \\ \epsilon(0 | t'_A) &= \frac{(-1, 1)}{\sqrt{2}}, & \epsilon(1 | t'_A) &= \frac{(1, 1)}{\sqrt{2}}, \\ \epsilon(0 | t_B) &= (-s, c), & \epsilon(1 | t_B) &= (c, s), \\ \epsilon(0 | t'_B) &= (s, c), & \epsilon(1 | t'_B) &= (-c, s), \end{aligned}$$

ahol $c = \cos\Theta$, $s = \sin\Theta$. Az egyes mérés párokban az (1) állapotnak ezek direkt szorzatára vett vetületét kell számolni. Az egyszerű számítás a következő eredményeket adja az érdekes események előfordulási valószínűségére az (1) képlettel megadott állapotban:

$$\begin{aligned} P(11 | t_A, t'_B) &= P(00 | t_A, t_B) = \frac{\cos^2\Theta}{2}, \\ P(10 | t'_A, t'_B) &= P(00 | t'_A, t_B) = \frac{(\cos\Theta + \sin\Theta)^2}{4}. \end{aligned}$$

Az összeget a $\Theta = \pi/8$ választás maximalizálja, amikor mind a négy valószínűség értéke egyformán $\cos^2(\pi/8)/2$, amivel (3) bal oldalára

$$1 + \sqrt{\frac{1}{2}} > \frac{3}{2}$$

adódik. Ezt lefordítva a (2) CHSH-egyenlőtlenség bal oldalára a

$$\sqrt{8} \approx 2,83$$

értéket kapjuk, ami nyilván sérti a CHSH-egyenlőtlenséget. A 3. ábrán [11] kísérleti mérésének eredményét mutatjuk be 2007-ből, földi laboratóriumban, az antiszimmetrikus

$$\frac{|H\rangle_1 |V\rangle_2 - |V\rangle_1 |H\rangle_2}{\sqrt{2}}$$

állapottal elvégzett Bell-tesztre.

A kínai kísérletben ugyanezt a két-két tesztet végezték el. Az egyes tesztirányokra 64, illetve 63 koincidens eseményt regisztráltak a várt polarizációpárban, a mérési pontosságot 5, illetve 4 anomális polarizációpár detektálása alapján becsülték meg. Ezen adatokra alapozott elemzéssel a CHSH-egyenlőtlenség bal oldalának értékére $2,37 \pm 0,09$ -et kaptak, ami 4 standard eltéréssel sérti a CHSH-egyenlőtlenséget.

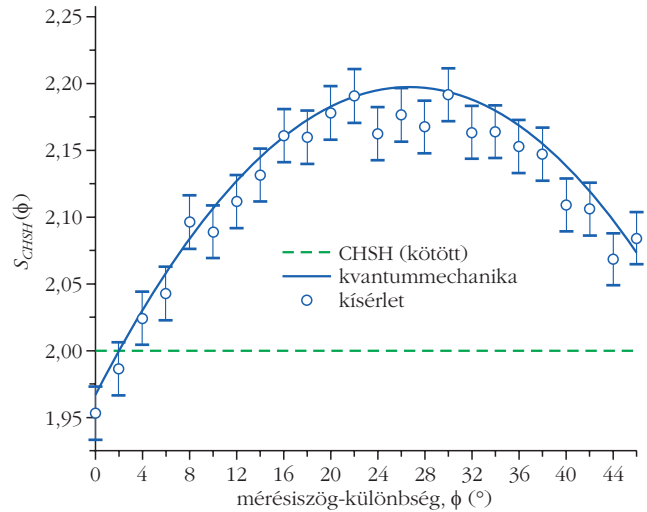
Még egy kérdés marad. Vajon a korrelációkra a választott összefonott állapotban számított és kísérletileg verifikált kvantummechanikai eredménynél létezik-e a klasszikus korláttól még erősebb eltérést mutató korreláció? A válasz megközelítésére Lovász László gráfelméleti koncepciója [12] adott lehetőséget. Ez olyan n -elemű eseménysokaságra épülő gráfra vonatkozik, amelynek éllel összekapcsolt, egymást kölcsönösen kizáró eseményei a G kizárási görbével jeleníthetők meg. Feltelevük, hogy egy valós Hilbert-téren létezik G duális ortogonális reprezentációja, ahol a gráfcúcsoknak az \mathbf{u}_i , $i = 1, \dots, n$ vektorok felelnek meg. Az éllel összekötött, azaz egymást kölcsönösen kizáró eseményeket ortogonális vektorok jelenítik meg. A Hilbert-tér egy tetszőleges \mathbf{x} elemére képezhető a

$$\sum_i |\mathbf{x} \cdot \mathbf{u}_i|^2$$

mennyiség, amely a vizsgált eseményhalmaz valószínűségeinek összegét adja meg. Ennek kiszámítása egy tetszőleges görbére úgynevezett NP-nehéz feladat, azaz pontos meghatározására általában nincs algoritmus. Ám az összes lehetséges \mathbf{x} -re felvett maximumára adható egy lépésszámban polinomiálisan kiszámolható felső korlát

$$P_1 + P_2 + \dots + P_n = \sum_i |\mathbf{x} \cdot \mathbf{u}_i|^2 \leq \theta(G),$$

A felső korlátként megjelenő $\theta(G)$ a Lovász-szám. Első cikkében [2] Lovász éppen az ötszögre adta meg értékét: $\theta(C_5) = 5^{1/2}$.



3. ábra. Antiszimmetrikusan összefonott polarizációs állapotokra végzett Bell-teszt eredménye. A (2) bal oldalának maximuma a kvantumelmélet szerint a két mérőhelyen választott mérési irány közötti ≈ 26 fokos szögműködésre jelenkezik, maximális értéke pedig $\approx 2,21$ [11].

Könnyű felismerni a kvantummechanikai valószínűségek képzési szabályát a fenti kifejezés egy-egy tagjában (világos, hogy nem az összes \mathbf{u}_i vektor kölcsönösen merőleges!). Bár az eredeti közlemény valós együtthatókkal képezett vektorok által alkotott térrel dolgozott, de a tétel általánosítható a fizikai állapotternek megfelelő komplex Hilbert-térre is. Az ötszög Lovász-számát használva a CHSH-kombinációra az előző kvantummechanikai eredményünkkel konzisztens

$$\langle AB \rangle + \langle A' B \rangle + \langle AB' \rangle - \langle A' B' \rangle \leq 4 \cdot 5^{1/2} - 6 \approx 2,944.$$

felső korlát adódik. Kérdés marad, hogy van-e olyan tesztválasztás és hozzátartozó optimális összefonott állapot, amely szaturálja a Lovász-számmal társuló korrelációs felső korlátot, vagy esetleg a korlát tovább élesíthető.

Hibátlan kommunikáció gyorsítása összefonott állapotok megosztásával

Zajos (telefon)kommunikációs rendszerek átviteli minőségének jellemzésére vezette be Shannon az *egyszeri hibamentes adattovábbítási kapacitás* fogalmát [13]. Legyen N a továbbítandó egybites független adatok összességének halmaza. A kommunikációs csatorna kimenetén egy átküldésre kiválasztott adat a zaj következtében valamekkora valószínűséggel más adatként jelenhet meg. Azok az adatok, amelyek a kimenetnél összekeveredhetnek, egy *klikket* alkotnak. A bemenő adatokat egy gráf csúcaival azonosítva, az egymással a kimeneten összetéveszthetőket éllel kötik össze. Az így keletkező görbét *összekeverhetőségi (confusability) görbének* nevezik. A nem összekeverhető adatsoportok számát a $G(N)$ görbe *függetlenségi foka* adja meg, azaz azon csúcsok maximális száma, amelyeket nem köt össze él. Ez határozza meg azon információ mennyiségét, amelyet a csatorna



4. ábra. Kvantumkódsorozattal biztosított videokonferencia Bécs és Peking között.

egyszeri használatával a feladótól a címzetthez hibamentesen el lehet juttatni. A Shannon-féle zérushiba-kapacitás, azaz a csatorna egyszeri használatával hibátlanul átvihető bitek száma $\log_2 \alpha(G)$. Sokszori ismétlés határesetében a zérushiba-kapacitást a

$$C_0(N) = \lim_{n \rightarrow \infty} \log_2 \alpha(G^n)$$

adja meg, ahol G^n az összekeverhetőségi görbe n -szeres direkt-„szorzatát” jelöli. 1979-ben Lovász László valójában erre a mennyiségre konstruált felső korlátot [2]. Témánk szempontjából figyelemreméltó, hogy könnyű elkészíteni az előző fejezetbeli *kizárási* és a jelen *összekeverhetőségi* görbe és jellemzői közötti „szótárt”.

Befejezésül egy összefonott állapotot hasznosító elvi eljárást írunk le [4] nyomán, amely a gráf ortogonális geometriai reprezentációja révén teszi lehetővé a kommunikációs csatorna egyszeri alkalmazását jellemző zérushiba-kapacitás $\log_2 \alpha(G)$ -nél nagyobb értékre történő növelését.

A teljes gráfban az egyes adatokat (csúcsokat) ketős indexszel címezhetjük meg: a q klikkhez tartozó elemi adatokat a j belső indexszel lehet megkülönböztetni. Azon bemenetek halmazát, amelyekből az y kimenet létrejöhet

$$S_y = \{(q, j): P(y | (q, j)) > 0\}$$

jelöli. A (q, j) csúcshoz egy Hilbert-térbeli vektort társítunk: $|\Psi(q, j)\rangle$. Ortogonalitási feltételt rovunk ki a kimeneten összetéveszthető bármely két (q, j) , (q', j') csúcspot reprezentáló vektorra: $\langle \Psi(q', j') | \Psi(q, j) \rangle = 0$, ha mindkettő benne van S_y -ban. Hangsúlyozni kell, hogy egy ilyen tulajdonságú Hilbert-tér konstrukciójának lehetősége valamely G -re önálló bizonyítást igényel!

Minden d -elemű q klikkre elkészítjük a

$$\Psi(q) = \frac{\sum_j |\Psi(q, j)\rangle_A |\Psi(q, j)\rangle_B}{\sqrt{d}}$$

maximálisan összefonott állapotot. Alice elhatározza, hogy üzenetként a q klikk valamelyik véletlenszerűen kiválasztott elemét küldi át. Ekkor első lépésben $\Psi(q)$ -t osztja meg a fogadó Bobbal. Ezután $\Psi(q)$ -n elvégez egy

mérést, amelynek eredménye a (q, l) elem. A méréssel az állapot Bobnál $|\Psi(q, l)\rangle_B$ -re redukálódik.

Második lépésben Alice zajos (telefon)csatornán küldi át a (q, l) adatot. Bob kimenetként y -t kap, amelyhez ismert az S_y halmaz. A duális Hilbert-téren Bob – a nála lévő állapot segítségével – egyértelműen meg tudja határozni a (q, l) elemet, mivel az összefonott állapot redukciójából kialakult vektor merőleges S_y többi elemére.

Az összefonott állapotot hasznosító kommunikációs elvi eljárás (protokol) ezen példájával remélhetőleg világossá lett ismertetésünk első mondatának értelme. Ha sikerül tetszőleges földi távolságra szétosztani összefonott állapotpárokat, az így kialakítandó kvantumhálózat segítségével a klasszikus csatornán történő hibátlan információátvitel sebességét is fokozni lehet. A zérushiba-kapacitás ily módon történő megnövelése lehetséges mértékének kérdésére bizonyos fokú választ jelentett annak bizonyítása, hogy a Lovász-szám az összefonódással kombinált adattovábbítás egyszeri zérushiba-kapacitására, $C_0^E(G)$ -re is felső korlátot ad [5, 14].

A Quantum Science Satellite (QSS) kínai űrprogram kutatócsoportja szeptember 7-én a *Nature*-ben megjelentetett két újabb cikket. Az első arról számol be, hogy földi állomásról sikeresen teleportáltak egy polarizációs foton-állapotot a Miciusz műholdra [15], a második szerint pedig a műholdról sikeresen osztottak szét egy kvantum titkosító kulcsot a két tibeti obszervatórium között [16]. Végül a tudományos hírek sajtójában jelent meg [17], hogy szeptember 29-én Jian-Wei Pan egykori PhD témavezetője, *Anton Zeilinger*, aki jelenleg az Osztrák Tudományos Akadémia elnöke a Miciusz műholdról szétosztott kvantumkódsorozattal biztosított videokonferencián (4. ábra) lépett kapcsolatba a Kínai Tudományos Akadémia elnökével. Bécs és Peking földi távolsága mintegy 7400 km!

Irodalom

1. Juan Yin és 33 munkatársa, *Science* 356 (2017) 1140.
2. L. Lovász, *IEEE Trans. Inf. Theory* 2 (1979) 1.
3. T. S. Cubitt, D. Leung, W. Matthews, A. Winter, *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 230503.
4. D. Leung, L. Manciuska, W. Matthews, M. Ozols, A. Roy, *Comm. Math. Phys.* 311 (2012) 97.
5. R. Duan, S. Severini, A. Winter, *IEEE Trans. Inf. Theory* 59/2 (2013) 1164.
6. A. Cabello, S. Severini, A. Winter, *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014) 040401.
7. M. Sadiq, P. Badziag, M. Bourennane, A. Cabello, *Phys. Rev. A* 87 (2013) 012128.
8. C. E. Kukliewicz, M. Fiorentino, G. Messin, F. N. C. Wong, J-H. Shapiro, *Phys. Rev. A* 69 (2004) 013807.
9. J. S. Bell, *Physics* (Long Island City, N.Y.) 1 (1964) 195.
10. J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, R. A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 880.
11. S. Gröblacher, T. Paterek, R. Kaltenbaek, Č. Brukner, M. Żukowski, M. Aspelmeyer, A. Zeilinger, *Nature* 446 (2007) 871.
12. L. Lovász: *Geometric representations of graphs* – monográfia előkészületben.
13. C. E. Shannon, *IRE Trans. Inform. Theory*, IT-2/3 (1958) 8.
14. S. Beigi, *Phys. Rev. A* 82 (2010) 010303(R).
15. J. G. Ren és mksai, *Nature* 549 (2017 szeptember 7.) 70-73.
16. S.-K. Liao és mksai, *Nature* 549 (2017 szeptember 7.) 43-47.
17. <http://physicsworld.com/cws/article/news/2017/sep/29/beijing-and-vienna-have-a-quantum-conversation>

A TERMÉSZET MOTORJAI: AKTÍV ANYAGOK

Julia Mary Yeomans
University of Oxford, Nagy-Britannia

Az aktív anyagok, mint például baktériumok, molekuláris motorok és önhajtású koloidok a kémiai energiát folyamatosan konvertálják mechanikai munkává. A sűrű, aktív anyagok, a sejtrétegektől a madár-rajokig, önszerveződő módon bonyolult mintázatokká állnak össze. A természet ezen motorjai nemcsak komplexek, hanem hatékonyak is, így nanogépek készítéséhez meríthetünk belőlük ötleteket.

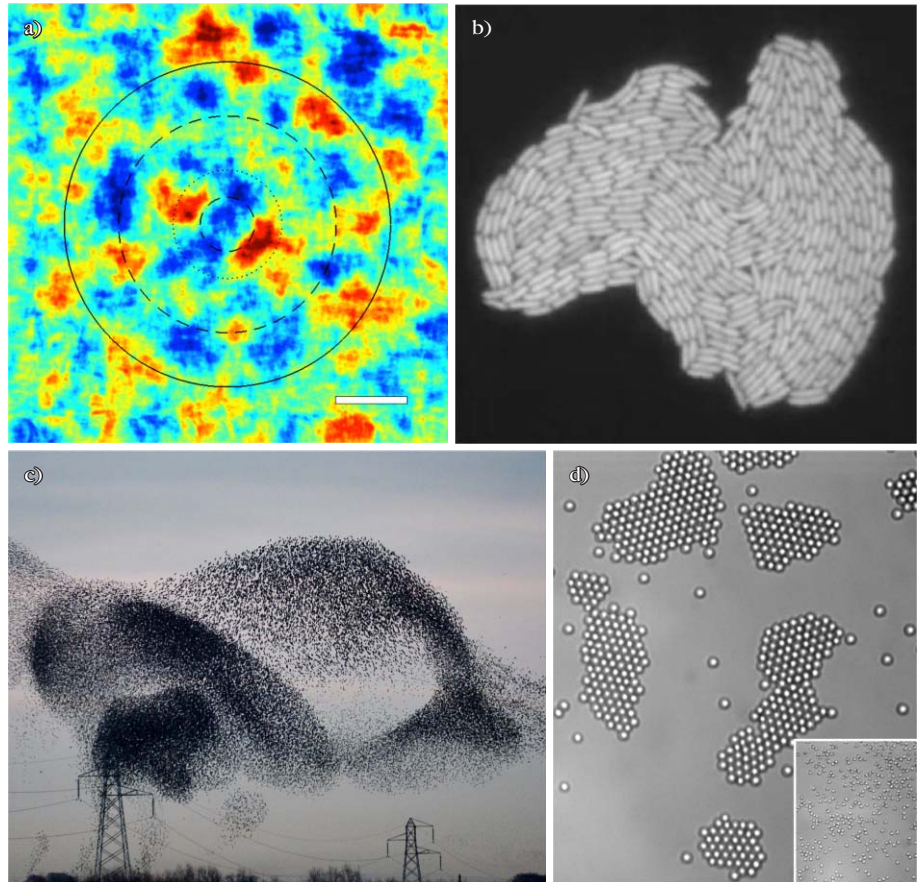
Az aktív részecskék a hőmérsékleti egyensúlyon kívül működnek. Környezetüktől energiát vonnak el, amit mozgásra vagy munkára fordítanak [1, 2]. Közismert biológiai példák az úszó baktériumok és a kúszó sejtek. Talán kevésbé közismertek a motorfehérjék, mint például a miozin és a kinezin, amelyek a sejt motorjai (lásd a *Motorfehérjék* című kis írást). Sőt, számos aktív rendszer már mesterségesen is létrehozható.

Ez utóbbiak gyakran koloidok, amelyeket fényrel, vagy helyi koncentrációgradienssel lehet hajtani. Az aktív anyag a fizikusok számára azért érdekes, mert hőmérsékleti egyensúlyon kívül létezik, és így tesztelési lehetőséget biztosít a nemegyensúlyi statisztikus fizika elméletei számára. Továbbá az aktív rendszerek nagyon hatékony motorokká fejlődtek, így annak megértése, hogy miként állnak össze és hogyan működnek, új technológiákat is inspirálhat.

A cikk eredeti címe: *Nature's Engines: Active Matter*. Megjelent 2017-ben az *Europhysics News*-ban (48. kötet, 2. szám, 21–25. oldalak). Fordította *Somfai Ellák*. A szerző engedélyével közöljük.



Julia Mary Yeomans az Brit Királyi Akadémia tagja, a University of Oxford fizikaprofesszora. Jelenlegi érdeklődési területe a mikroszkopikus úszó részecskék, aktív rendszerek, folyadékkristályok és a folyadékok strukturált felületekkel való kölcsönhatása.

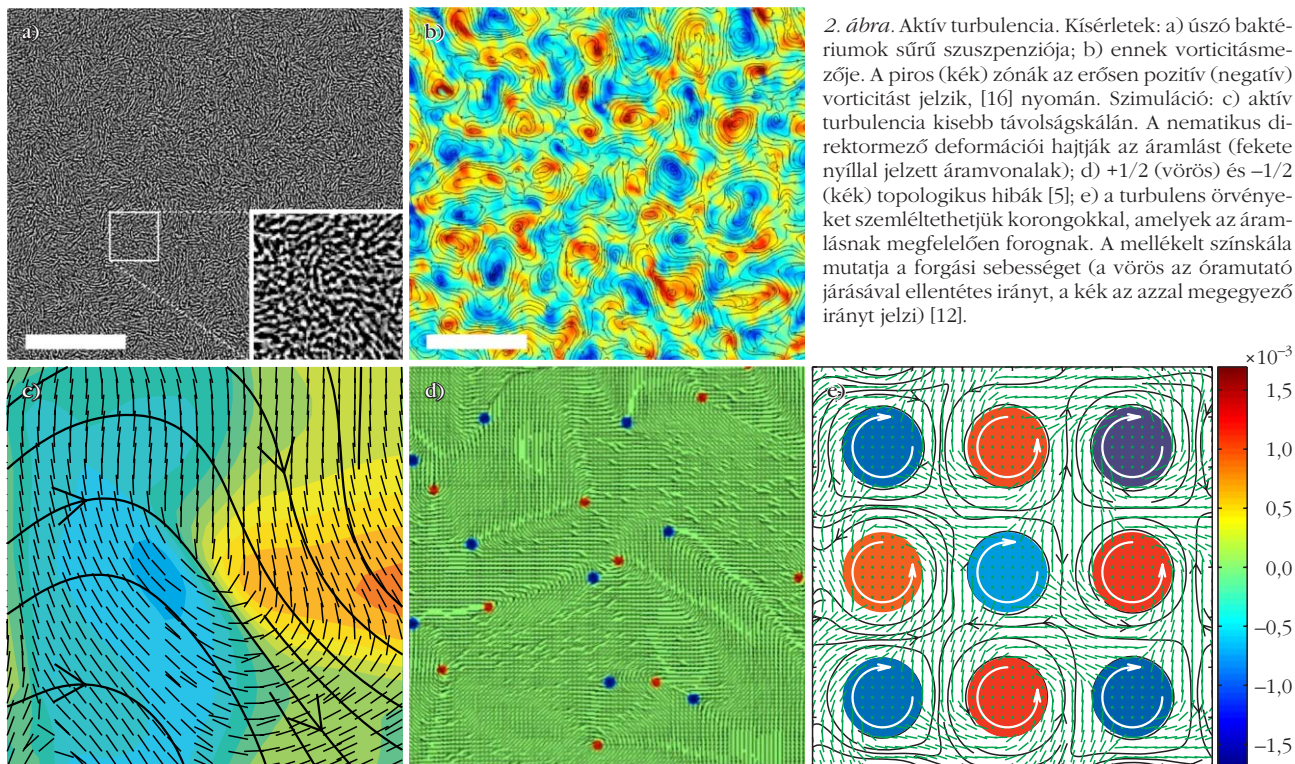


1. ábra. Aktív anyagok: a) epitelsejtek áramlási mezeje: a színek a vorticitást mutatják az óramutató járásával egyező (kék), illetve ellenkező irányban (vörös) [15]; b) növekedő E-coli baktériumkolónia; c) seregélyek rajzása; d) fény által aktiválható koloidok a fény hatására fürtökbe szerveződnek, viszont a fény kikapcsolásakor széteszlanak (jobb alsó sarok) [14].

Mi történik az energiával, amikor az aktív részecskék együtt mozognak?

Gyakori viselkedési mód a csoportosulás. A híg koloidok Brown-mozgást végeznek, és nem rendeződnek. Amikor azonban aktívvá válnak, tehát sebességükben egyszerre van jelen ballisztikus és Brown-komponens is, csoportokká aggregálódnak, amint ez az 1.d ábrán látható. Ezt olyan elméletek magyarázhatják, amelyek feltételezik, hogy a részecskék sebessége sűrűségüktől függ [3]. A madarak repülő rajokba szerveződése (vagy halrajok kialakulása, lásd folyóiratunk címlapján), mint például a seregélyrajok csodálatos mintázatai, még mindig nem teljesen ismert (1.c ábra).¹

¹ Nemzetközi viszonylatban is jelentős *Vicsek Tamás* kutatócsoportjának hozzájárulása a kollektív mozgás vizsgálatához, mint például a részecskealapú Vicsek-modell, amelyben az egyes részecskék sebességük irányát a környezetük átlagsebességéhez igazítják [4]. (S.E.)



2. ábra. Aktív turbulencia. Kísérletek: a) úszó baktériumok sűrű szuszpenziója; b) ennek vorticitásmézője. A piros (kék) zónák az erősen pozitív (negatív) vorticitást jelzik, [16] nyomán. Szimuláció: c) aktív turbulencia kisebb távolságskálán. A nematikus direktormező deformációi hajtják az áramlást (fekete nyíllal jelzett áramvonalak); d) $+1/2$ (vörös) és $-1/2$ (kék) topologikus hibák [5]; e) a turbulens örvényeket szemléltethetjük korongokkal, amelyek az áramlásnak megfelelően forognak. A mellékelt színskála mutatja a forgási sebességet (a vörös az óramutató járásával ellentétes irányt, a kék az azzal megegyező irányt jelzi) [12].

A baktériumok hossza néhány mikron, mozgásukra jellemző Reynolds-szám nagyon kicsi, tipikusan 10^{-4} nagyságrendű. Ez bőven a viszkózus áramlás tartományában van, amelyet lineáris egyenletek írnak le: érvényes az időtükrözési szimmetria, és nehéz a keveredés. Így meglepetést okozott, amikor *Domborowski* és munkatársai megmutatták, hogy a baktériumok sűrű, két dimenziós rétegében az áramlási mező turbulensnek tűnik [5]. Örvények és keskeny áramlási sugarak alakulnak ki, amelyek karakterisztikus mérete körülbelül 5-10-szerese az egyes baktériumokénak (2.a-b ábra).

Aktív turbulenciát mostanára jónéhány hosszúságskálán észlelték [6]. Egy példa erre a mikrotubulusok és a kétfejú kinezin motorfehérjék szuszpenziója (*Motorfehérjék* című kis írás). A molekuláris motorok két mikrotubulus között hidat alkotnak, összetartják őket, amelyek így mikrotubulus-nyalábokat alkotnak. Ezen motorok irányítottak: nyomvonaluk mentén egy határozott irányban haladnak. Ennek következtében azok a motorfehérjék, amelyek ellentétes irányítású mikrotubulusokat kötnek össze, szétolják azokat, ami a nyalábok meghosszabbodását eredményezi. A megnyúló nyalábok a térbeli kényszerek hatására kihajlanak, amely turbulens áramlást eredményez. Sűrű sejtrétegek, mint például epitelsejtek, amelyek a testüregeket és a szervek felszínét borítják, szintén aktívak; ez a sejtek mozgásában és osztdadásában is megmutatkozik. Egyre több bizonyíték mutatja, hogy ezen sejtrétegekben szintén tapasztalható a vorticitás, amely az aktív turbulencia jellegzetessége (1.a ábra).

Az aktív turbulencia jellegzetességei különböző rendszerekben is megmutatkoznak; az egyik legnyilvánvalóbb ilyen tulajdonság az erősen örvényes és

időben változó áramlási kép. Habár a részletek még kidolgozatlanok, az aktív turbulencia forrása már ismeretes. Newton törvényeihez kell visszanyúlnunk: amikor egy aktív részecske mozog, erőt gyakorol a környező folyadékra. A részecskék önállóan mozognak, nem egy külső tér hatására, így az erők, illetve a forgatónyomatékok lokális összege nulla kell legyen. Ezt mutatja a 3.c ábra a kinezin motorfehérjék esetére: ezek egyenlő nagyságú és ellentétes irányú erőt gyakorolnak a szomszédos mikrotubulusokra. A dipólus jellegű erők nematikus szimmetriával rendelkeznek, amely jól ismert a folyadékkristályok világából (lásd a *Nematikus folyadékkristályok és topologikus hibák* című kis írást). Ennek következtében az aktív részecskék, vagy a molekuláris motorok által keltett távoli áramlási mező szintén nematikus szimmetriával rendelkezik.

Szimmetriatulajdonságaik miatt a passzív nematikus folyadékkristályok jó kiindulópontot jelentenek a sűrű, aktív anyagok leírására, amelyekre emiatt aktív, nematikus anyagokként is hivatkoznak. A folytonos közegek mozgásegyenleteiben a szimmetriáknak meghatározó szerepe van, így az aktív nematikus anyagok mozgásegyenletei nagyon hasonlóak a passzív nematikus anyagokéhoz. Az egyetlen különbség, hogy az aktivitás következtében a feszültségtenzorban egy extra tag jelenik meg. Mivel a mozgásegyenletekben a feszültségtenzor deriváltja szerepel, az aktivitás irányának vagy nagyságának térbeli inhomogenitása hozzájárul az áramlások generálásához.

A feszültségtenzor aktivitásból származó járuléknak lényeges tulajdonsága, hogy a nematikus rendezettség ellen hat [7]. A tökéletes nematikus rendtől

való legkisebb fluktuáció olyan nyíró áramlásokat gerjeszt, amely növeli a fluktuáció amplitúdóját. Ez instabillá teszi a nematikus rendezettséget, és végül aktív turbulenciához vezet. A 2.c ábra a nematikus direktor mezőjének (a részecskék haladási irányának, illetve a mikrotubulusok irányának) szimulációját mutatja aktív turbulencia állapotában. A nematikus rendezettség erősen deformált, a kialakuló mechanikai feszültségek turbulens sebességet gerjesztenek, amelyben örvényes és nyálabszerű áramlási elemek is fellelhetők.

A topologikus hibák a passzív folyadékkristályok egyik legkarakterisztikusabb velejárói (*Nematikus folyadékkristályok és topologikus hibák* című kis írás). Keresztezett polarizátorok közé téve jellegzetes, szép képeket eredményeznek, de az alkalmazások terén általában kellemetlenek, mert rontják a folyadékkristály kijelzők hatékonyságát. A topologikus hibák energetikailag kedvezőtlenek, és idővel eltávoznak a

passzív nematikus anyagokból. Az aktív rendszerekben azonban jelentősen hozzájárulnak az energia-egyensúlyhoz.

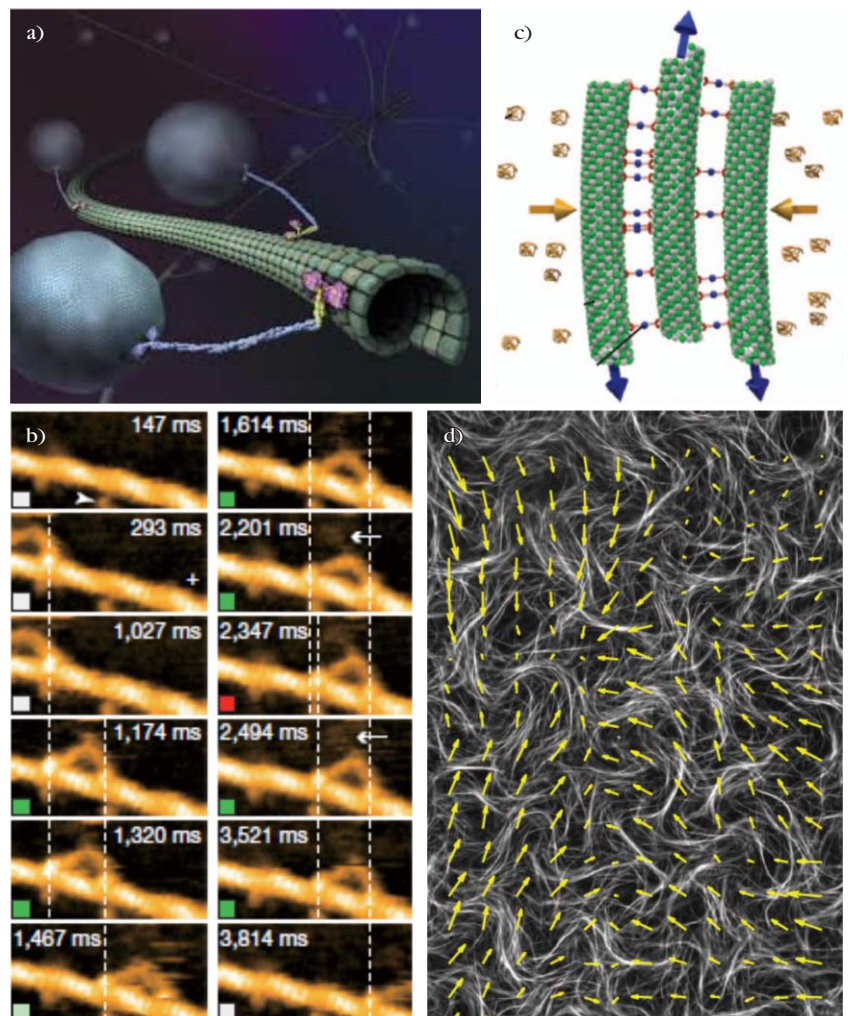
Az erősen deformált nematikus rendszerekben a rugalmas energia és az aktív áramlás átlépheti a topologikus hibapárok keletkezésének energiaküszöbét. A hibapárok – mobilitásuknak köszönhetően – elszökhetnek egymás vonzó teréből, a nematikus mező torzulása hajtja a topologikus hibák mozgását. A $+1/2$ jelzésű, üstökös alakú hiba esetén ezen erők nincsenek egyensúlyban, ez elmozdítja azt a $-1/2$ ikerhibától, és végül egy másik $-1/2$ topologikus hibával annihilálódik. Így stacionárius állapotban a topologikus hibapárok folytonosan keletkeznek, eltávolodnak egymástól és (általában) egy másik párral annihilálódnak. Ahogy eltávolodnak egymástól, visszaáll a nematikus rendezettség, amely a nyírási áramlások fluktuációjára szintén instabil, így végül kialakul az aktív turbulencia stacionárius állapota.

Motorfehérjék

Az állatoknak – a gépekhez hasonlóan – motorra van szükségük. A molekuláris motorok, mint például a miozin és a kinezin, a sejt motorjai. Ezek a folyamatok olyan széles skálájáért felelősek, mint például az izom összehúzódása, a baktériumok ostorának forgatása, sejtek kúszása, valamint a DNS RNS-be kódolása és nagy molekulák mozgatása.

A motorfehérjék néhány tíz nm nagyságúak, és az erősen fluktuáló, zsúfolt sejt környezetben kell működniük. Ahhoz, hogy a mikroszkopikus szélviharokkal megbírkózzanak, a sejt belüli transzportért felelős motorproteinek, mint például a kinezin, mikrotubulusokhoz kapcsolódnak. A mikrotubulust alkotó tubulin önszerveződő módon, szükség szerint összeáll vagy lebomlik, ami így egy időben fejlődő vágányhálózatot alkot. A motorok a járásra emlékeztető módon közlekednek a mikrotubulusokon. A hátsó fej ATP hatására elenged, és többnyire az első fej túloldalán csatlakozik újra. Ezek a parányi motorok fehérjéket tartalmazó kis hólyagokat

és membránzacskókat hordoznak, valamint ők felelősek a kromoszómák sejtosztódás előtti elrendezéséhez.



3. ábra. Motorfehérjék: a) szemléltető ábra a kinezin mikrotubuluson történő mozgásáról. Animált változatát a Youtube-on láthatjuk: *Inner life of a cell*; b) nagy sebességű atomierő-mikroszkóp felvételek, az egymást követő felvételek a miozinejek aktinszálon történő mozgását mutatják; c) mikrotubulusok, amelyeket kétféle kinezinmotorok kötnek össze [17]; d) molekuláris motorok által hajtott (fehér) mikrotubulus-nyálábok, a sárga nyilak a sebességet mutatják [18].

Nematikus folyadékkristályok és topologikus hibák

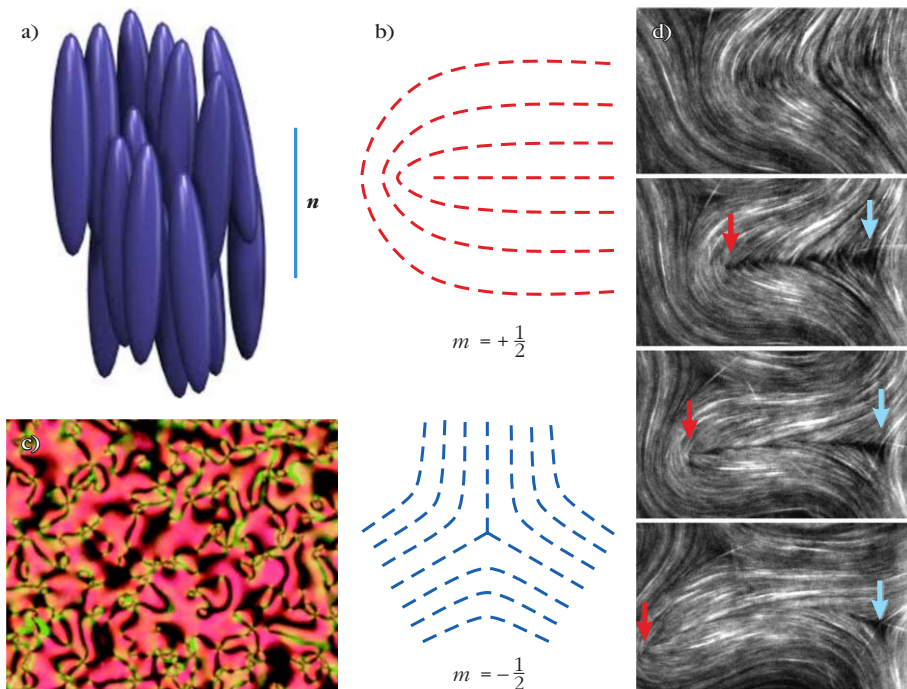
Hosszú, vékony molekulák vagy kolloidok nematikus fázist képezhetnek, amelyet a részecskék irányításának hosszú távú rendezettsége jellemez (4. a ábra) [13]. E fázisban a hosszúkás részecskék átlagosan azonos irányba mutatnak, amelyet az úgynevezett direktor rendparaméter ír le. A direktor egy „fej nélküli” vektor, követve a nematikus molekulák fej-farok szimmetriáját. A nematikus anyagok stabilitását az az entrópiánövekmény adja, amely abból származik, hogy a párhuzamosan álló rudacskáknak több helyük van mozogni. Fontos megjegyezni, hogy a részecskék középpontjai térben nem rendezettek, az ugyanis kristályos állapotot jelentene.

A nematikus folyadékkristályok elasztikus folyadékok. Képesek folyani, de olyan deformációnak, amely tönkretenné a rudacska orientációs rendezettségét, ellenállnak.

A nematikus szimmetria magában hordozza a topologikus hibák lehetőségét. Ezek a nematikus rendezettség olyan hi-

bái, amelyeket a direktormező lokális megváltoztatásával nem lehet helyrehozni. A 4. b ábra mutatja a kétdimenziós nematikus anyagokban a leggyakoribb, $m = +1/2$ -del és $m = -1/2$ -del jelölt topologikus hibákat. Tökéletes nematikus anyagban nem fordulhatnak elő izolált topologikus hibák, mert energiájuk végtelen lenne. A hibák a különböző direktorirányítású tartományok között párokban keletkeznek, amikor a nematikus folyadékkristály-fázis kialakul. A $+1/2$ és a $-1/2$ hibák az elektromos töltésekhez hasonlóan vonzzák és lassan kioltják egymást.

4. ábra. Topologikus hibák: a) nematikus fázis, a részecskék átlagos irányítását jelölő \mathbf{n} direktorral írjuk le; b) topologikus hibák, jelölésükre az $m = +1/2$ és az $m = -1/2$ topologikus töltést használjuk; c) topologikus hibapár keletkezése mikrotubulusok és kinezinmotorok aktív szuszpenziójában, [18] nyomán; után; d) nematikus folyadékkristály keresztetett polarizátorok között: a mintázatok a nematikus rendezettség topologikus hibáinak következménye.



A 4. c ábra mutatja, amint egy topologikus hibapár keletkezik és eltávolodik egymástól a mikrotubulus – molekuláris motor szuszpenzióban. Érdekes jelenség, amelynek magyarázatát jelenleg még nem ismerjük, hogy vékony aktív rétegekben a $+1/2$ topologikus hibák maguk is nematikusan rendeződnek: az üstökösök csóváinak iránya tipikusan parallel vagy antiparallel egymással [8].

A baktériumokat, sejteket és molekuláris motorokat tekinthetjük a természet „mérnöki” csodáinak. Tervezési elveik megértése és utánzása kezd reálisan megvalósítható tudományos törekvéssé válni. Összehasonlításként: a motor, amely a baktérium ostorszerű farkát (flagellum) hajtja 35 nm átmérőjű, és proteinek bonyolult, önszerveződően kialakult rendszeréből áll. A sejtmembránon átpumpált protonáramot használja arra, hogy a mintegy 10 μm hosszúságú ostort percenként körülbelül 1000-szer forgassa. A legkorszerűbb mesterséges nanomotorok 100 nm széles és 400 nm hosszú mágneses spirálok, amelyeket külső mágneses tér hajt hasonló frekvenciával [9].

Újabbban többen javasolták, hogy miként lehetne az aktív turbulencia energiáját megcsapolni [10–12]. A baktériumokat egy keskeny, egyenes vagy kör alakú, a sebességörvények mérettartományába eső átmérőjű csatornába zárva a turbulencia helyett állandó áramlás figyelhető meg, amely mikropropellereket hajthat. A mikrotubulus-kinezin turbulenciája úgy kontrollálható, hogy az aktív folyadékréteg mellé passzív folyadékkristályt helyezünk. Ez utóbbi rendezettsége anizotróp sűrűlási erőt gyakorol az aktív szuszpenzióra, amely a kijelölt irányba korlátozza az áramlást. Szimulációk segítségével megmutatták, hogy az aktív anyag felhasználható mikroszkopikus fogaskerekek hajtására (2. e ábra) – ez szélerőmű-telepek mikroszkopikus, baktériumok által hajtott változatához vezethet?

Irodalom

1. M. C. Marchetti, J. F. Joanny, S. Ramaswamy, T. B. Liverpool, J. Prost, M. Rao, R. A. Simha: Hydrodynamics of soft active matter. *Rev. Mod. Phys.* 85 (2013) 1143.
2. S. Ramaswamy: The Mechanics and Statistics of Active Matter. *Ann. Rev. of Cond. Mat. Phys.* 1 (2010) 323.

3. M. E. Cates, J. Tailleur: Motility-Induced Phase Separation. *Ann. Rev. of Cond. Mat. Phys.* 6 (2015) 219.
4. T. Vicsek, A. Czirók, E. Ben-Jacob, I. Cohen, O. Shocket: Novel Type of Phase Transition in a System of Self-Driven Particles. *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 1226.
5. C. Dombrowski, L. Cisneros, S. Chatkaew, R. E. Goldstein, J. O. Kessler: Self-concentration and large-scale coherence in bacterial dynamics. *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 098103.
6. S. P. Thampi, J. M. Yeomans: Active turbulence in active nematics. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 225 (2016) 651.
7. R. A. Simha, S. Ramaswamy: Hydrodynamic fluctuations and instabilities in ordered suspensions of self-propelled particles. *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 058101.
8. S. J. Decamp, G. S. Redner, A. Baskaran, M. F. Hagan, Z. Dogic: Orientational order of motile defects in active nematics. *Nature Materials* 14 (2015) 1110.
9. K. E. Peyer, L. Zhang, B. J. Nelson: Bio-inspired magnetic swimming microrobots for biomedical applications. *Nanoscale* 5 (2013) 1259.
10. H. Wioland, F. G. Woodhouse, J. Dunkel, R. E. Goldstein: Ferromagnetic and antiferromagnetic order in bacterial vortex lattices. *Nature Physics* 12 (2016) 341.
11. P. Guillamat, J. Ignés-Mullol, F. Sagués: Patterning active materials with addressable soft interfaces. arXiv:1511.03880.
12. S. P. Thampi, A. Doostmohammadi, T. N. Shendruk, R. Golestanian, J. M. Yeomans: Active micromachines: microfluidics powered by mesoscale turbulence. *Sci. Adv.* 2 (2016) e1501854.
13. P. G. de Gennes, J. Prost: *The Physics of Liquid Crystals*. Oxford University Press (1995).
14. J. Palacci, S. Sacanna, A. P. Steinberg, D. J. Pine, P. M. Chaikin: Living crystals of light-activated colloidal surfers. *Science* 339 (2013) 936.
15. N. S. Rossen, J. M. Tarp, J. Mathiesen, M. H. Jensen, L. B. Oddershede: Long-range ordered vorticity patterns in living tissue induced by cell division. *Nat. Commun.* 5 (2014) 5720.
16. H. H. Wensink, J. Dunkel, S. Heidenreich, K. Drescher, R. E. Goldstein, H. Lowen, J. M. Yeomans: Mesoscale turbulence in living fluids. *PNAS* 109 (2012) 14308.
17. N. Kodera, D. Yamamoto, R. Ishikawa, T. Ando: Video imaging of walking myosin V by high-speed atomic force microscopy. *Nature* 468 (2010) 72.
18. T. Sanchez, D. T. N. Chen, S. J. DeCamp, M. Heymann, Z. Dogic: Spontaneous motion in hierarchically assembled active matter. *Nature* 491 (2012) 431.

SZEGREGÁCIÓ NYÍRT, SZEMCSÉS KEVERÉKEKBEN

Gillemot Katalin, Somfai Ellák, Börzsönyi Tamás
MTA Wigner FK, Szilárdtest-fizikai és Optikai Intézet

A szemcsés anyagok szegregációs jelenségei a mindennapi életben is könnyen megfigyelhetők [1–4]. A műzlisdobozt rázogatva a felszínre ügyeskedhetjük a kedvenc falatokat, vagy a sóderdombok alsó peremén láthatjuk a nagyobb kavicsok felhalmozódását. Az élelmiszeripari, gyógyszergyártási folyamatokban nagyon fontos, hogy az anyagok öntése, keverése során ne váljanak szét az alkotóelemek, azaz minden do-

bozba, tablettába mindegyik komponensből a megfelelő mennyiség kerüljön. Más esetekben épp a keverékek szétválasztása a feladat, amit sokkal gyorsabban érhetünk el, ha jól ismerjük az anyagban rázás vagy folyás során lejátszódó szegregációs folyamatokat. Ebben a munkában a lassú nyíró áramlás közben megfigyelhető szegregációs jelenségeket írjuk le.

Ha egy szemcsés anyagot (például a kristálycukrot a zacskóban) nyírásnak tesszük ki, akkor az anyag térfogata kicsit növekszik, amit Reynolds-tágulásnak nevezünk. Ezt szemléletesen úgy képzelhetjük el, hogy a deformáció során az egymás mellett lévő szemcsék akkor tudnak túljutni a szomszédon, ha kicsit eltávolodnak egymástól (*1.a ábra*). Az úgynevezett hengeres, osztott aljú, nyíró cellában (*1.b ábra*) a szemcsés réteg alatt egy tányér van, amelynek forgatásával az anyag – egy bizonyos tartományban – folyamatosan deformálódik, ez a pirossal/sötéttel jelölt nyírási zóna. Egy röntgentomográfiás felvétel (*1.c ábra*) segítségével láthatóvá tehetjük a térkitöltés csökkenésének mértékét, ami 10% körülnek adódik [5].

A cikk az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi Vándorgyűlésén, 2016. augusztus 26-án elhangzott előadás alapján készült.



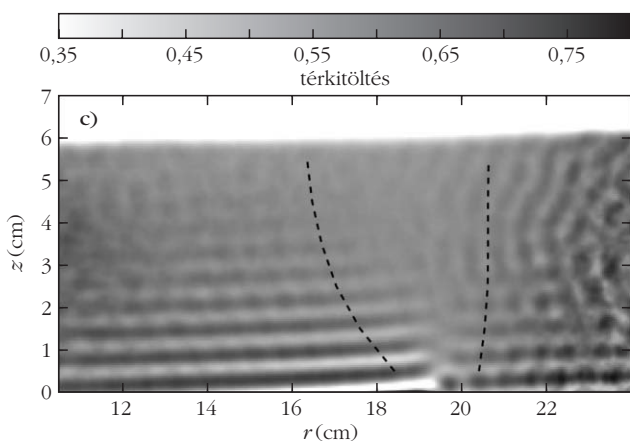
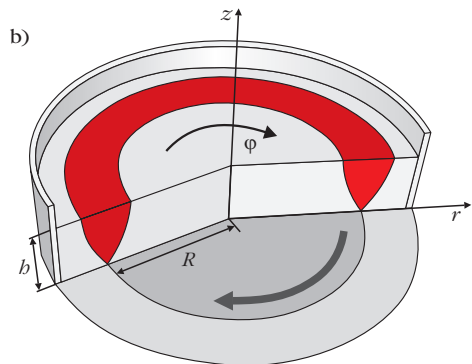
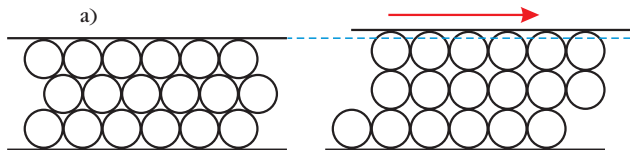
Gillemot Katalin mérnök-fizikus, poszt-doktori kutató. Diplomáját a BME-n, PhD fokozatát a Lancasteri Egyetemen szerezte. 2014 és 2016 között az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpontban MTA poszt-doktor, jelenleg a Bécsi Egyetemen poszt-doktori kutató. Érdeklődési területe a szemcsés anyagok folyási jelenségeinek numerikus vizsgálata, valamint ezek geológiai applikációja.



Somfai Ellák fizikus, az MTA doktora, tudományos tanácsadó. Diplomáját az ELTE-n, PhD fokozatát a University of Michiganen szerezte. 2013 óta dolgozik az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpontban. Érdeklődési területe a statisztikus fizikai rendszerek és komplex folyadékok numerikus modellezése, az utóbbi időben elsősorban a szemcsés anyagok vizsgálatával foglalkozik.

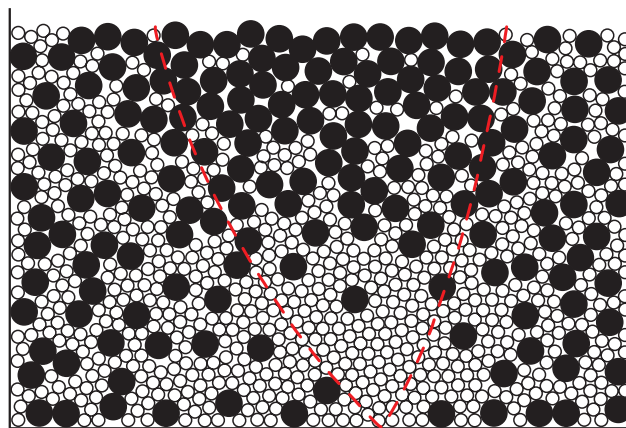
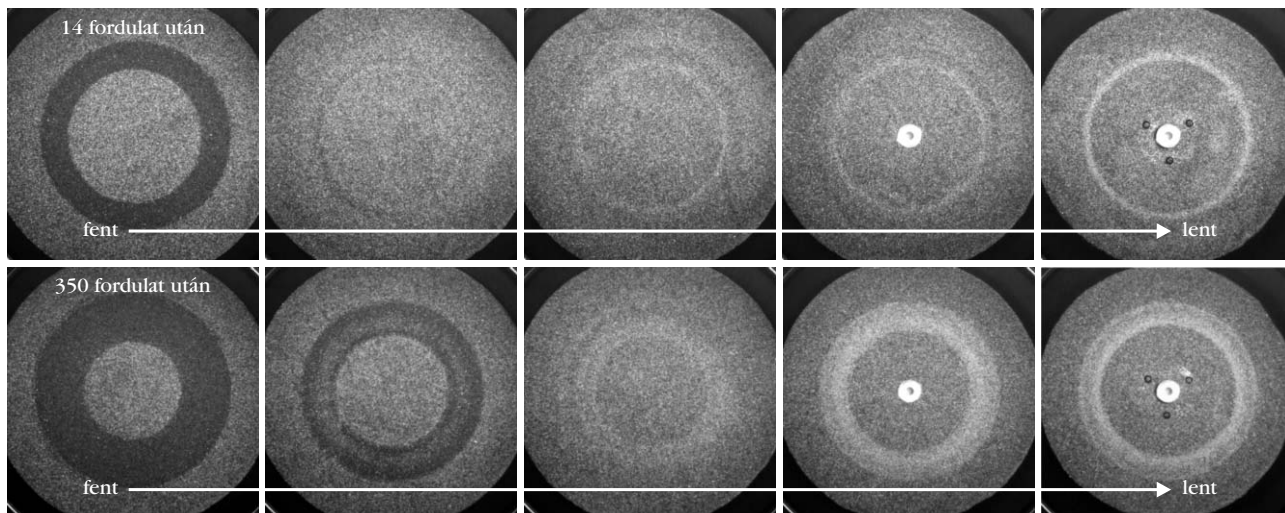


Börzsönyi Tamás fizikus, tanulmányait (diploma, PhD) az ELTE-n végezte. Jelenleg az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa, a Részben Rendezett Rendszerek kutatócsoport vezetője. Kutatásaiban a szemcsés anyagok és a komplex folyadékok (szuszpenziók, folyadékkristályok) folyási jelenségeit és fázisátmeneteit vizsgálja.



1. *ábra.* a) Szemcsés anyag deformációjakor megfigyelhető Reynolds-tágulás. b) Hengeres, osztott aljú, nyíró cella, amelyben a szemcsés anyag az úgynevezett nyírási zónában (pirossal/sötéttel jelölve) folyamatosan deformálódik a minta alá helyezett tányér forgatása következtében. c) A minta térkitöltésének radiális eloszlása száraz borszszemek esetén [5]. A nyírási zónában körülbelül 10%-os sűrűségcsökkenés figyelhető meg.

3. *ábra.* Szegregáció homok-üveggolyó keverékben. Felülnézeti képek a kísérlet végén elvégzett rétegenkénti feltárásról. A hengeres cellában a minta alatti tányér lassú forgatása következtében a nyírási zóna felszínén felhalmozódik a sötétebb színű homok, míg az üveggolyók a minta aljára vándorolnak. A henger átmérője 27 cm, a minta vastagsága 2 cm (50 részecskeátmérőnyi) volt.



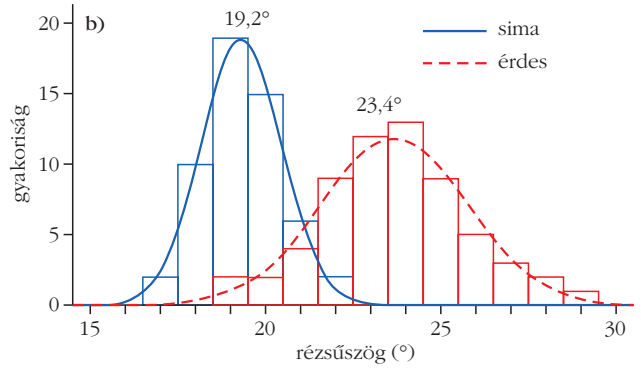
2. *ábra.* Egy kétkomponensű keverékben, amelyben a részecskék csak a méretükben különböznek, a nyírási zónában a kisebb részecskék a minta aljára vándorolnak, míg a nagyobbak a felszínen halmozódnak fel. Hasonló szétválás figyelhető meg azonos méretű, de különböző súlyú részecskék esetén, ekkor a nehezebb komponens dúsul fel a minta alján.

Képzeld el, hogy a mintánk egy olyan keverék, ami kétféle méretű szemcséből áll! A nyírás folyamata során a folyamatosan átrendeződő szerkezetben az itt ott megnyíló kicsi üres tartományokba fölülről könnyebben esik bele egy kisebb szemcse, mint egy nagyobb. Így a kisebb méretű szemcsék a réteg aljára vándorolnak, a nagyobbak pedig szép lassan a felszínre kerülnek, ahogy azt a 2. *ábra* szemlélteti. Hasonló jelenség figyelhető meg egy olyan keverékben, ahol a szemcsék mérete azonos, de a súlyuk különböző (például acél- és üveggolyók). A deformáció során a nehezebb részecskék a minta alján halmozódnak fel.

De mi történik akkor, ha a szemcséknek mind a súlyuk, mind a térfogatuk hasonló, és csupán alakjukban, vagy felületi érdességükben különböznek? Ezt kipróbálhatjuk, ha azonos méretű piciny üveggolyók és kvarchomok keverékét vizsgáljuk. Az eredményt a 3. *ábra* mutatja, ahol a sötétre színezett homok és a világos üveggolyók alkotta minta 5 rétege látható 2



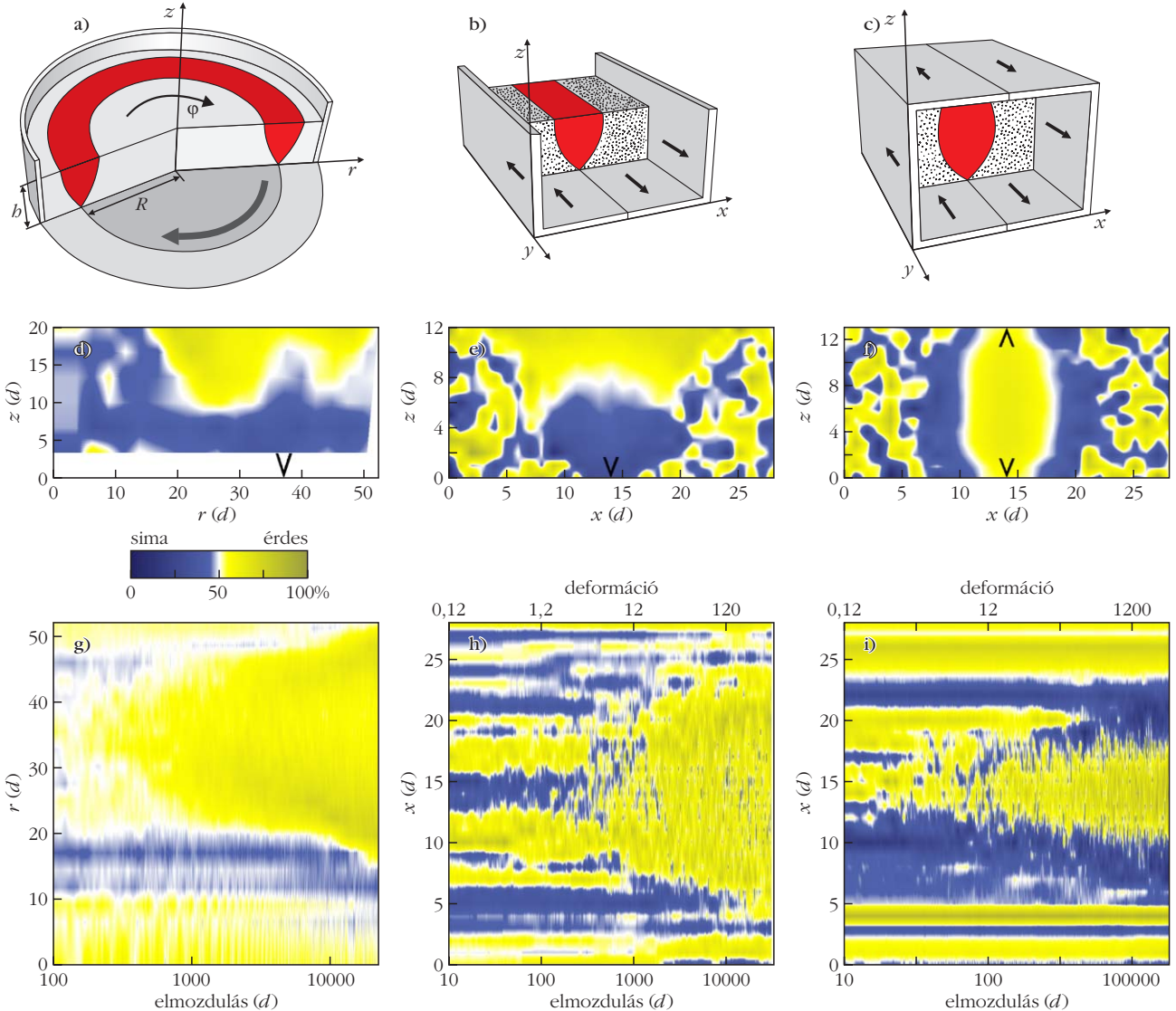
4. ábra. a) A kísérletekben használt műanyag (airsoft) golyók érdesítés előtt és után. b) Az érdes és a sima golyókból képzett „homokdomb” felületén mérhető rézsűszögek eloszlási görbéi. A két komponensre az átlagos rézsűszög $23,4^\circ$, illetve $19,2^\circ$ -nak adódik.



olyan kísérlet végén, amelyekben a forgótányér 14, illetve 350 fordulatot tett meg. A felszíni rétegben feldúsult a homok, míg az üveggolyók a minta aljára vándoroltak. A folyamat látványosan előrehaladottabb a hosszabb kísérlet végén.

Vajon a részecskék alakbeli különbsége elengedhetetlen ebben a folyamatban, vagy elég lenne egy kicsi különbség a mikroszkopikus felületi érdességben, hogy hasonló eredményre jussunk? A következőkben bemutatandó kísérleteink és numerikus szí-

5. ábra. a) A kísérleti rendszer, b) a gravitációs esetben vizsgált numerikus rendszer és a c) gravitációmentes numerikus rendszer vázlatos rajzai. A nyírási zónát mindenhol piros színnel jelöltük. d)–f) A mintákban nyírás után kialakult összetétel keresztmetszeti képei, illetve g)–i) a felszíni (a harmadik esetben a középvonal) összetétel változása a folyamat során. Látható, hogy gravitáció jelenlétében a simább felületű részecskék a minta aljára vándorolnak, míg a gravitációmentes esetben elhagyják az intenzívebb ütközésekkel jellemzett nyírási zónát.



mulációink segítségével [6] erre a kérdésre keressük a választ.

Ahhoz, hogy a kétféle részecske között csak a felületi érdességben legyen különbség, de a részecskék mérete, tömege és alakja a lehető legjobban megegyezzen, műanyag (airsoft) golyókat választottunk, és a minta felének felületét érdessé tettük. Ez oly módon történt, hogy a golyókat két, durva csiszolóvászonnal bevont, kemény felület közé helyeztük, és e felületeket – megfelelő nyomás mellett – egymáshoz képest mozgattuk. Így a golyó gördült rajtuk, és a csiszolóvászonnal krátereket nyomott a felületére. Ezután az érdes részecskéket alkoholos filctollba való utántöltő festékkel befestettük, hogy jól látható legyen, ha a kísérletekben a nyírás hatására az egyik komponens valahol feldúsul. Az eredeti és az érdesített golyókról készült felvételeket a 4.a ábrán láthatjuk.

A szemcsés anyagok belső sűrűdését az úgynevezett effektív sűrűdési együtthatóval jellemezzük. Két szomszédos, szemcsés réteg akkor nem csúszik egymáson tovább, amikor a sűrűdési erő – ami a nyomás és az effektív sűrűdési együttható szorzata – nagyobb válik a nyírófeszültségnél. Egy homokdomb felszínén lévő legfelső réteg esetében ez azt jelenti, hogy amikor a felszíni folyás épp megáll, akkor a felszín meredekségét jellemző θ rézsűszöget a $\tan\theta = \mu_{\text{eff}}$ reláció írja le. Vagyis a rézsűszög mérésével meghatározhatjuk az effektív sűrűdési együtthatót.

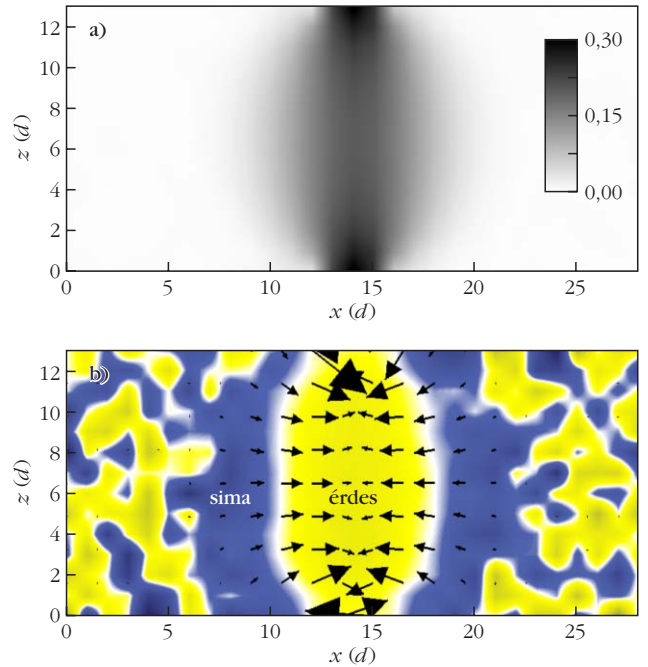
A részecskéket fentről homokóraszerűen csorgatva dombot képeztünk és a felszíni folyások megálltakor megmértük a rézsűszöget, amelyek eloszlása a durva és a sima felületű részecskékre a 4.b ábrán látható. Leolvasható, hogy az effektív sűrűdési együttható az érdesítés hatására a következőképpen változott:

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{sima}} = \tan 19,2^\circ = 0,348, \text{ míg}$$

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{édes}} = \tan 23,4^\circ = 0,433.$$

Ezek után a részecskéket összekeverve a fent ismertetett hengeres, osztott aljú, nyíró cellába helyezve, a tányér körülbelül 200 körbefordításával elvégeztük a kísérletet, majd fölülről indulva, a mintát rétegről rétegre feltárva fényképeket készítettünk a vízszintes metszetekről, amelyeket elemezve meghatároztuk a részecskék eloszlását a minta belsejében, és ezt az 5.d ábrán ábrázoltuk. Megfigyelhető, hogy az érdes részecskék a felszínre vándoroltak, míg a sima részecskék a minta alján halmozódtak fel. Az 5.g ábra mutatja a felszíni összetétel változását, ahol a nyírás előrehaladtát a forgó tányér peremének részecskeátmérő-egységeiben (d) mért elmozdulásával mértük.

Numerikus szimulációt végeztünk a LIGGGHTS nevű, diszkrét elem-módszert alkalmazó szoftvercsomaggal. A numerikus elrendezés az 5.b ábrán látható, méretei (x, y, z) $28 \times 13 \times 12$ részecskeátmérőnyiek, és y irányban a rendszer periodikus. A részecskék közötti mikroszkopikus sűrűdési együtthatókat $\mu^{\text{éé}} = 0,6$, $\mu^{\text{ss}} = 0,4$ és $\mu^{\text{és}} = 0,5$ értékűnek választottuk (itt e = érdes és s = sima). A numerikus rendszert a két L alakú határolófal egymáshoz képesti elmozdításával a



6. ábra. a) A nyírási ráta keresztmetszeti eloszlása a gravitáció nélküli esetben, illetve b) a nyírás hatására kialakult összetétel keresztmetszeti képe a nyírási ráta gradiensét jellemző vektormezővel együtt. A simább felületű részecskék hatékonyabban hagyják el a nyírási zónát az ütközések következtében, vagyis a nyírási ráta gradiense ellenében mozognak.

kísérletihez hasonló mértékben deformáltuk. A felszíni összetétel időfejlődése az 5.b, míg a végállapot keresztmetszeti képe a 5.e ábrán látható.

A numerikus vizsgálat eredménye a kísérleti rendszerhez hasonlóan azt mutatja, hogy a deformáció következtében a sima felületű részecskék a nyírási zóna alján, míg az érdes felületűek a minta felszínén halmozódnak fel. Ez úgy történik, hogy a deformáció során a szerkezeti átrendeződések következtében megnyíló résekbe a simább részecskék nagyobb valószínűséggel csúsznak bele, így a mintában a gravitáció irányába migrálnak. A folyamat végére kialakuló 70%–30% arányú felszíni összetétel hasonló a kísérletekben és a numerikus szimulációkban.

A számítógépes szimulációkban lehetőség van a gravitációs erő kikapcsolására. Ez azért érdekes, mert egy elég nagy nyomás alá helyezett rendszerben, ahol a részecskék súlya kicsi a külső nyomóerőből származó kontakterőkhöz képest, a gravitációs effektusok földi körülmények között sem játszanak szerepet. Ezt a vizsgálatot az 5.c ábrán látható elrendezésben végeztük. A végállapotú képen (5.f ábra), és a rendszer középvonalában mérhető összetétel folyamatos változásán (5.i ábra) látható, hogy ha lényegesen (körülbelül $10\times$) lassabban is, de a gravitációs esethez hasonló mértékű szegregáció történik. A 6.a ábra a nyírási ráta keresztmetszeti eloszlását mutatja, ami a részecskék közötti ütközések gyakoriságát jellemzi. Látható, hogy a legintenzívebb tartomány a nyírási zóna közepén húzódik. A 6.b ábrán a keresztmetszeti eloszlásra rávetítettük a nyírási ráta gradiensét jellemző vektormezőt. Szépen látszik, hogy a sima részecs-

kék nagyobb valószínűséggel hagyják el az intenzív ütközésekkel jellemezhető tartományt, azaz a nyírási ráta gradiensének ellenében mozognak. Tehát a folyamat során a sima részecskék a nyírási zónán kívül, míg az érdes részecskék a nyírási zónában halmozódnak fel, ami azt jelenti, hogy a nyírt tartományban megnövekszik a rendszer belső súrlódása, azaz a nyírással szembeni ellenállása.

Összefoglalva, kísérleti és numerikus vizsgálataink is azt mutatták, hogy egy kétkomponensű szemcsés keverékben, amelyben csak a szemcsék felületi érdesége a különböző (szemcseméret, alak és tömeg azonos), nyírási hatására a simább felületű részecskék a minta alján halmozódnak fel, mivel ezek könnyebben tudnak belecsúszni a deformáció során itt-ott megjelenő szemcsék közötti résekbe. Ha a numerikus szimulációban a gravitációt kikapcsoljuk, a szegregáció, ha

lassabban is, de továbbra is megfigyelhető. Ebben az esetben a simább felületű részecskék nagyobb valószínűséggel hagyják el az intenzív ütközésekkel jellemezhető nyírási zónát, így amellet halmozódnak fel.

Irodalom

1. Jánosi I.: Zajongó homokdombok és egyéb furcsaságok: új fejlemények a granuláris anyagok fizikájában. *Fizikai Szemle* 45 (1995) 78.
2. Jánosi I.: A homok titkai. *Természet Világa* 129 (1998) 19.
3. Vankó P.: Izgalmas mérések a mérnök-fizikus hallgatói laboratóriumban. *Fizikai Szemle* 56 (2006) 307.
4. Börzsönyi T.: Lejtőn lefolyó szemcsés anyag dinamikája: instabilitások, lavinák. *Fizikai Szemle* 57 (2007) 217.
5. S. Wegner, R. Stannarius, A. Böse, G. Rose, B. Szabó, E. Somfai, T. Börzsönyi: Effects of grain shape on packing and dilatancy of sheared granular materials. *Soft Matter* 10 (2014) 5157.
6. K. A. Gillemot, E. Somfai, T. Börzsönyi: Shear-driven segregation of dry granular materials with different friction coefficients. *Soft Matter* 13 (2017) 415.

ÚRIDŐJÁRÁS A SZATURNUSZNÁL

Bebesi Zsófia
MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

A Szaturnusz magnetoszférájának belsejében egyaránt érvényesülnek belső és külső környezeti tényezők, amelyek együttesen formálják a magnetopauzán belüli kémiát és a részecskék, valamint a mágneses tér dinamikáját. A kölcsönhatás szempontjából mind a Jupiterrel, mind Földünkkel megfigyelhető hasonlóságok, azonban nem egyszerű közties esetről van szó. A Szaturnuszról az aurórajelenség esetében például kevésbé érvényesül az interplanetáris mágneses tér irányának hatása, mint a Földnél, azonban a Jupiter–Io párosban hasonlóan szintén megfigyelhető egy aktív hold – az Enceladus – és a poláris régió kölcsönhatása. A belső sugárzási övek nagy energiájú részecskepopulációinak fenntarthatósága ugyancsak érdekes probléma, amelynek vizsgálata során kiderült, hogy a Tethys hold pályáján belül már nem érvényesülnek a szoláris hatások, itt más mechanizmust kell feltételeznünk. A Titan holdat 2013-ban, a Cassini pályára állítása óta először figyelhettük meg a Szaturnusz magnetoszféráján kívül, a napszélben. Ezt az azóta is egyedülálló esetet szintén bemutatja az írás.

Bevezetés

Az úridőjárás fogalma minden olyan hatást magában foglal, amely a bolygóközi vagy a csillagközi térből érkezik, és módosítja egy adott égitest atmoszferikus és/vagy magnetoszférikus folyamatait. A Szaturnusz magnetoszférája rendkívül komplex, belső plazmaforrásokban gazdag, és ez a kölcsönhatást még sokrétűbbé teszi. A cikk a Cassini–Huygens űrmisszió Szaturnusz körüli pályára állítása óta elért, úridőjárás aspektusú, érdekes eredményekből szemezget, és jelenlegi ismereteink alapján megpróbál átfogó képet adni.

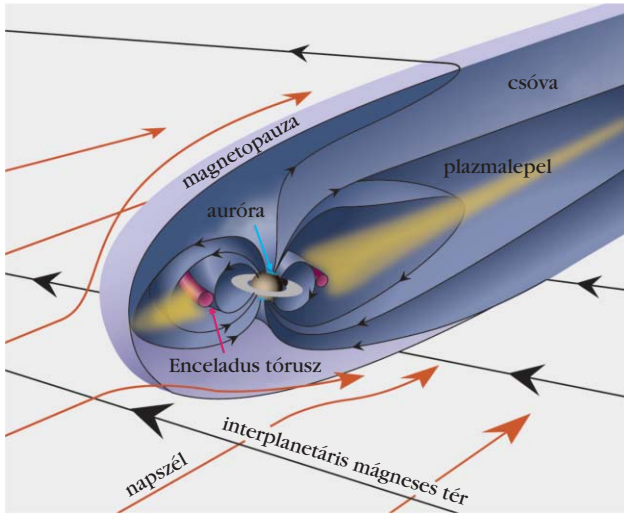


Bebesi Zsófia a Szegedi Tudományegyetemen szerzett csillagász (2003), majd fizikus diplomát (2005). Doktori értekezését az MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézetében írta és PhD fokozatát 2008-ban az ELTE-n szerezte meg. 2008–2011 között a Max Planck Institute für Sonnensystemforschung posztdoktori kutatója, jelenleg az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézetének Úrfizikai és Űrtechnikai Osztálya tudományos főmunkatársa.

A Szaturnusz magnetoszférikus folyamatai és a kozmikus hatások

A Szaturnusz mágneses tere a Jupiter után a második legkiterjedtebb planetáris magnetoszféra Naprendszerünkben. A bolygó gyors (10 óra 42 perc periódusú) forgása következtében a magnetoszférán belüli tartományban lévő, különböző forrásokból származó ionizált anyag (plazma) együtt forog (korotál) a Szaturnusz mágneseserővonal-rendszerével. A korotáló plazma áramlási sebessége szubszonikus, azonban a belőle származó, becsapódó ionok és elektronok jelentősen erodálják a holdak és a gyűrűk felszínét, valamint a Titan hold atmoszféráját.

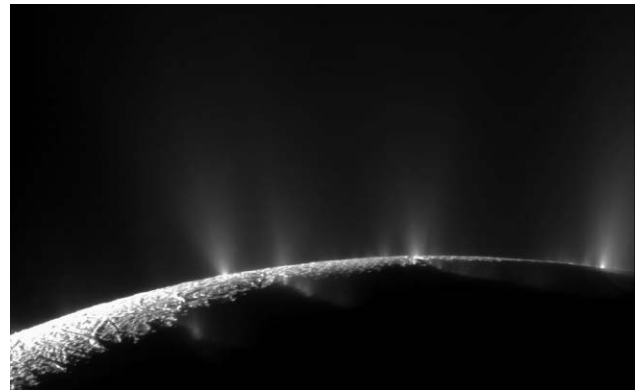
A magnetopauza (az a felület, amelynek mentén a magnetoszféra mágneses nyomása és a napszél dinamikus nyomása kiegyenlítődik) alakja és kiterjedése alapvetően – például a Föld esetében – a bolygó dipólterének, valamint az interplanetáris mágneses tér irányától és erősségétől függ. Azonban az óriásbolygóknál (például a Jupiternél és a Szaturnuszról) ennél összetettebb a folyamat, mivel forgási periódusuk Földünkénél lényegesen rövidebb, illetve magneto-



1. ábra. A Szaturnusz magnetoszférája (forrás: F. Bagenal és S. Bartlett).

szférájuk belsejében jelentős plazmaforrások találhatók. A Szaturnusz magnetoszférájában kiterjedt gyűrűrendszer, valamint több aktív hold található, amelyek közül az apró (504 km átmérőjű) Enceladus a korábban már említett korotáló plazma egyik elsődleges forrása. Az ekvatoriális síkban koncentrállódó plazma a magnetosféra alakjára is hatással van, ez tehát egy további meghatározó faktor, amelyet a határfelület alakjának és elhelyezkedésének vizsgálatánál figyelembe kell venni (1. ábra).

Az Enceladus déli pólusa közeléből – a hold krio-vulkanikus tevékenysége folytán – másodpercenként 300-600 kg-nyi anyag távozik (2. ábra), ez összetétel tekintve leginkább a vízcsoport elemeit tartalmazza [1]. Emiatt az Enceladus mostanában a Földön kívüli élet kutatása szempontjából is az érdeklődés középpontjába került, mivel feltételezik, hogy jeges gejzíreit egy kiterjedt, felszín alatti óceán táplálja. A kilökődő víz döntő hányada végül ionizálódik, és hozzáadódik az együttforgó magnetoszférikus plazmához, eloszlása tekintetében pedig alapvetően sűrű (~10 000 molekula/cm³) tóruszt képez (1. ábra) a hold pályája (pályasugara $R_{Enc} = 4 R_S$, ahol $R_S = 58\,232$ km a Szatur-



2. ábra. Az Enceladus gejzírei a hold déli pólusának közelében (forrás: NASA/JPL/SSI).

nusz sugara) mentén. Voltaképpen a Szaturnusz E-gyűrűjének – ami a Mimas és a Titan holdak között terül el – forrása is [2].

A magnetosféra a napszélparaméterek változására nagyon dinamikusán reagál, tágul és összehúzódik, ahogy ezt a Cassini–Huygens pályára állítását megelőzően, már a bolygó megközelítése során is megfigyeltük. Ekkor a szonda a magnetosféra előterében található lökeshullámot (annak mozgása miatt) hét alkalommal is keresztezte [3].

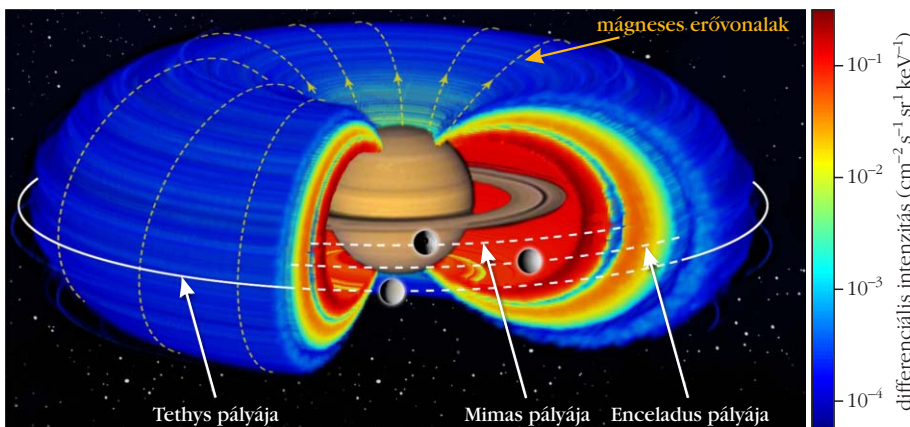
A Szaturnusznál az űridőjárást elsősorban a napszél, az interplanetáris mágneses tér, valamint a szoláris extrém UV-sugárzás változásai befolyásolják, de jelentős hatást gyakorolhat a kozmikus sugárzás is. A napciklus során változik a napszél dinamikus nyomása, illetve az interplanetáris mágneses tér erőssége és iránya, a helioszférikus áramlepel elhelyezkedése, de ezek rövidebb időskálán is jelentősen ingadozhatnak. A Szaturnusz magnetoszféráját elérő kozmikus sugárzás naptevékenységi minimum idején erősebb.

Sugárzási övek, a Dione-öv

Az egyik tartomány, amellyel egyértelműen kapcsolatba lehetett hozni a Szaturnuszt elérő szoláris hatásokat, a sugárzási övek rendszere. Az ott található nagy

energiájú részecskék jelentős részét a gyűrűk és a jeges holdak abszorbeálják. Az öv (3. ábra) legsűrűbb tartománya (2,3–3,5 R_S) főleg protonokat és relativisztikus elektronokat tartalmaz (több száz keV – néhányszor tíz MeV energiák között). A fő öv elektronjai valószínűleg a külső magnetoszférából származnak (de lehetnek napszél eredetűek is), amelyek a magnetosféra belső tartományaiiba diffundálnak, és adiabatikusan fel-fűtődnek. A nagy energiájú protonoknak (az elektronok-

3. ábra. A Szaturnusz sugárzási övei (forrás: NASA, E. Roussos).



hoz hasonlóan) két populációja van, amelyek közül az alacsonyabb energiájút 10 MeV alatti, a magasabbat pedig 20 MeV körüli energiájú részecskék alkotják. Ezek valószínűleg a kozmikus sugárzás és a Szaturnusz környezetében található anyag kölcsönhatásából születnek a CRAND (cosmic ray albedo neutron decay) folyamat révén, de más magyarázat is elképzelhető. A CRAND során a galaktikus kozmikus sugárzás felhasítja a vele kölcsönhatásba lépő magnetoszférikus atom magját, és egy nagy energiájú neutron szabadít fel. A neutronokra nem hat a mágneses tér, így bármilyen irányban szabadon mozoghatnak, azonban élettartamuk korlátozott: alacsonyabb energiájú protonra, elektronra és egy antineutrínóra bomlanak. Az így keletkezett protonok és elektronok azután a sugárzási övek részévé válnak, így pótolva a holdak és a gyűrűrendszer által elnyelt részecskéket.

A Cassini méréseinek elemzése során a sugárzási övek tartományában újabb űridőjárás-aspektusú hatásra derült fény. Felfedezték ugyanis, hogy amikor nagyobb intenzitású szoláris esemény érte el a magnetoszférát, egy korábban ismeretlen sugárzási öv jött létre – a Dione-öv (a bolygótól mintegy $6,3 R_S$ távolságban) [4]. A Dione-öv azonban instabil, csak addig marad fenn, amíg a napszéleredetű behatás érvényesül. A Szaturnuszhoz a Dionenál közelebb keringő Tethys hold pályáján belül azonban a részecskék fluxusa már változatlan maradt, a fenti effektus nem befolyásolja. Ennek valószínű magyarázata, hogy a belső sugárzási öveket a Tethys hatékony abszorpciója izolálja a külső hatásoktól, megakadályozza a MeV-os ionok befelé irányuló radiális transzportját. Itt léphet színre például a már említett CRAND kölcsönhatás a belső MeV-os ionpopuláció fenntartásában.

Aurórajelenség, évszakok, atmoszférikus hatások

A kozmikus hatásokra adott reakcióit összességében tekintve a Szaturnusz magnetoszférája mind a Földdel, mind a Jupiterrel mutat bizonyos hasonlóságokat. Földünk esetében a napszél nagymértékben befolyásolja az auróra dinamikáját, és ez a hatás a Szaturnusznál is megfigyelhető. Ez utóbbinál azonban a jelenség kevésbé érzékeny az interplanetáris mágneses tér irányára. A Szaturnusz aurórájára – a Jupiteréhez hasonlóan – szintén hatással vannak a magnetoszféra belsejében zajló folyamatok. Az Enceladus kriovulkanikus aktivitása idején a holdról kilöködő ionok a mágneses erővonalak mentén beáramlanak a bolygó poláris tartományába, ahol kölcsönhatásba lépnek az atmoszféra

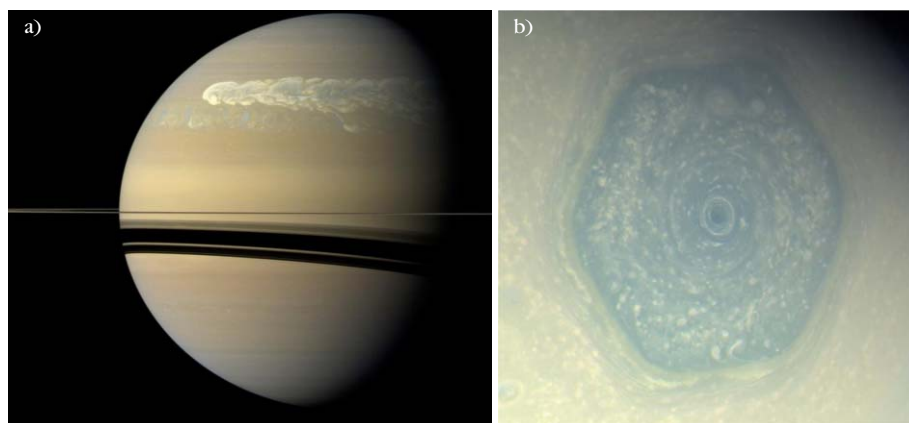


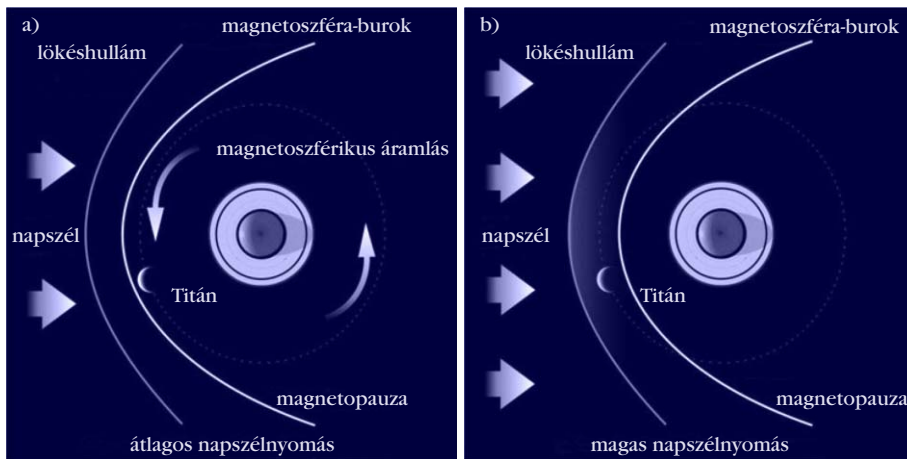
4. ábra. Az Enceladus „lábnyoma” UV fényben a Szaturnusz északi pólusának közelében (forrás: Ken Moscati és Abi Rymer).

részecskéivel (4. ábra). A Jupiter sarki fényének létrehozásához – ugyanilyen elven – a vulkanikus természetű Io hold járul hozzá.

Az évszakos hatások tekintetében fontos megemlíteni, hogy a Szaturnuszon 2009 augusztusában volt a tavaszi nap-éj egyenlőség, azóta tehát az északi félteke egyre fokozottabb megvilágításban részesül. A nagyobb mértékű szoláris besugárzás következtében több légköri aeroszol keletkezik, ami kedvezően hat a felhőképződésre. Ennek következménye lehetett az a 2010 decemberében keletkezett viharrendszer is (5.a ábra), amely egyre kiterjedtebbé vált, és végül egy éven át fenn is maradt [5]. A viharrendszer kör-

5. ábra. a) Kiterjedt viharrendszer a Szaturnusz északi féltekéjén a nap-éj egyenlőséget követően. b) Hatszögletű alakzat a bolygó északi pólusán.





6. ábra. A Titan hold magas napszélnyomás esetén a magnetoszféra-burokba került a T32 idején (balra) (forrás: [10]). A Cassini T96-os közelrepülése során azonban a lökéshullám előtti tartományba lépett (jobbra).

nyezetében a fő aeroszol-összetevők az ammóniajég és a vízjég voltak [6].

Ugyancsak a fotokémiai folyamatok intenzitásának növekedése okozhatta az északi poláris hexagon (5.b ábra) színváltozását is [7], amelyet 2012 és 2016 között figyeltek meg. E légköri képződmény kialakulása, fenntartási folyamatai jelenleg még nem tisztázottak, csak elméleteink vannak.

A Titan a napszélben

A Szaturnusz legnagyobb holdja, a Titan a magnetoszféra határán, a magnetopauza közelében, $20 R_S$ sugarú pályán kering. A magnetopauza tipikus kiterjedése a szubszoláris pontnál $22-27 R_S$ [8], amelynek következtében a Titan szélsőséges esetben kikerülhet a magnetopauza és a lökéshullám között elhelyezkedő magnetoszféra-burokba (6. ábra), vagy akár a napszélbe is. Ez utóbbit a hold vizsgálatának kezdete óta mindössze egy alkalommal, 2013. december elsején figyelhették meg (a T96-os Titan-megközelítés során) [9].

A napszél sűrűsége $0,6 \text{ cm}^{-3}$, sebessége pedig 360 km/s volt a Cassini közelrepülése idején, az interplanetáris mágneses tér erősségét 1 nT körüli értékűnek mérték. A Titan napszél felőli oldalán a többi, nem mágneses bolygóhoz hasonlóan kialakult a lökéshullám. A hold indukált magnetoszféra-burkának vastagsága a proton girosugarának nagyságrendjébe esett, de a mágneses tér a tartományban mintegy tízszeresé-

re növekedett, így az hatékony akadályt képezett a napszél részecskéi számára [9]. A lökéshullám előtti térnek egy korábbi alkalom során (amikor a Titan csak a Szaturnusz magnetoszféra-burkának tartományába került ki), a T32 idején (2007. június 13-án) megfigyelhető volt [10] hasonló fosszilizálódása itt is észlelhető volt, legalábbis erre utalt az elektronsűrűség megnövekedése a Titanhoz legközelebbi régióban. Ennek egyik magyarázata a Titan indukált magnetoszférájának hirtelen szétterjedése, ahogy a hold az alacsony nyomású napszélbe lépett.

A Cassini űrszonda Szaturnusznál töltött 13 éve alatt rengeteg új információt szerezhattünk a bolygóról, holdjairól, a Szaturnusz atmoszferikus és magnetoszférikus folyamatairól és azok egymásra gyakorolt hatásairól, azonban az elkövetkező évek, évtizedek során még minden bizonnyal számos új elmélet és észrevétel születik majd a mögöttük meghúzódó fizikáról, kémiáról.

Irodalom

1. E. C. Sittler Jr., N. Andre, M. Blanc, et al.: Ion and neutral sources and sinks within Saturn's inner magnetosphere: Cassini results. *Planetary and Space Science* 56 (2008) 3–18.
2. C. C. Porco, P. Helfenstein, P. C. Thomas, et al.: Cassini Observes the Active South Pole of Enceladus. *Science* 311 (2006) 1393–1401.
3. M. K. Dougherty, N. Achilleos, N. Andre, et al.: Cassini Magnetometer Observations during Saturn Orbit Insertion. *Science* 307 (2005) 1266–1270.
4. E. Roussos, N. Krupp, T. P. Armstrong, et al.: Discovery of a transient radiation belt at Saturn. *Geophysical Research Letters* 35 (2008) 22106.
5. G. Fischer, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, et al.: A giant thunderstorm on Saturn. *Nature* 475 (2011) 75–77.
6. L. A. Sromovsky, H. Baines, P. M. Fry: Saturn's Great Storm of 2010–2011: Evidence for ammonia and water ices from analysis of VIMS spectra. *Icarus* 226 (2013) 402–418.
7. www.jpl.nasa.gov/
8. N. Achilleos, C. S. Arridge, C. Bertucci, et al.: Large-scale dynamics of Saturn's magnetopause: Observations by Cassini. *Journal of Geophysical Research* 113 (2008) A11209.
9. C. Bertucci, D. C. Hamilton, W. S. Kurth, et al.: Titan's interaction with the supersonic solar wind. *Geophysical Research Letters* 42 (2015) 193–200.
10. C. Bertucci, N. Achilleos, M. K. Dougherty, et al.: The Magnetic Memory of Titan's Ionized Atmosphere. *Science* 321 (2008) 1475–1478.

TALÁLD FEL MAGAD!

27. Ifjúsági tudományos és innovációs tehetségkutató verseny – 2017–2018-as tanév

Jelentkezni a kidolgozandó vagy megoldandó feladat maximum két oldalas word dokumentum vázlatával 2017. november 28. 15 óráig e-mailen lehet. A pontos feltételeket és nyereményeket a részletes kiírás tartalmazza.



A részletes felhívást keresd a http://innovacio.hu/ifj_verseny_pdf/27_ifj_verseny_felhivas.pdf helyen!

MEGEMLEKEZÉS MARIE CURIE SZÜLETÉSÉNEK 150. ÉVFORDULÓJÁRÓL

Radnóti Katalin
ELTE TTK Fizikai Intézet

Marie Skłodowska-Curie (Varsó, 1867. november 7. – Passy, 1934. július 4.) sok tudományos pályát választó nő példaképe. Egyedüli nőként és több esetben az egyetlenként, a következőket érte el:

- a Sorbonne első női előadója, professzora és laboratóriumvezetője,
- az első női tudományos Nobel-díjas,
- az első kétszeres Nobel-díjas,
- az egyetlen nő, aki két Nobel-díjat is kapott,
- az egyetlen, aki két különböző kategóriában kapott tudományos Nobel-díjat,
- az egyetlen, akinek a lánya is Nobel-díjat kapott,
- az első nő, akit saját érdemei elismeréseként temettek a párizsi Pantheonba [1].

A családi háttér, tanulmányai

Maria Salomea Skłodowska akkor még az Orosz Birodalomhoz tartozó Varsóban született 1867. november 7-én. Szülei tanárok voltak, akiknek legfiatalabb, ötödik gyermeke volt. Apja, *Władysław Skłodowski* matematikát és fizikát tanított, és két fiúgimnáziumnak volt az igazgatója. Anyja, *Bronisława*, egy tekintélyes lányinternátust vezetett Varsóban.

1883. június 12-én, 15 éves korában, kiváló eredménnyel érettségizett a Varsói Leánygimnáziumban. Az érettségi utáni évet Maria vidéken töltötte apja rokonainál, majd apjával élt Varsóban (1. kép). Abban az időben Lengyelországban a nők nem járhattak egyetemre. Testvérével megegyezett abban, hogy Maria anyagilag támogatni fogja nővérét orvosi tanulmányai befejezésében, majd később viszonzásul *Bronisława* fogja őt segíteni. A csodálatos az, hogy ezt az ígéretüket maradéktalanul be is váltották.

Maria később, varsói házitanítósága alatt kezdte meg tanulmányait a Varsói Ipari és Mezőgazdasági Múzeum által szervezett kémiai analitikai tanfolya-



1. kép. Az ifjú Maria Salomea Skłodowska.

mon unokafivére, *Józef Boguski* (1853–1933) vezetésével, aki korábban *Dmitrij Mengyelejev* orosz kémikus asszisztenseként dolgozott. E tanfolyamon tett szert azokra a nagyon fontos analitikai kémiai ismeretekre, amelyek segítségével évekkel később sikerült előállítania a polóniumot és a rádiumot.

Maria 1891-ben érkezett meg Párizsba, és megkezdte tanulmányait a Sorbonne-on, ahol matematikát és fizikát tanult. Nappal órákra járt, esténként pedig annyira belefeledkezett tanulmányaiba, hogy vacsorázni is elfelejtett, és alig aludt. 1893-ban fizikából és 1894-ben matematikából szerezte meg diplomáját.

Találkozás Pierre Curie-vel és házasságuk

1894-ben találkozott *Pierre Curie*-vel, aki ekkoriban a Sorbonne Fizika-kémia Tanszéke oktatója volt. Közös tudományos érdeklődésük, a mágnesség hozta őket össze, mivel ezekben az időkben Maria a különböző acélok mágneses tulajdonságait vizsgálta. 1895. júliusában házasodtak össze. 1897-ben született a házaspár *Irène* lánya, aki később – édesanyjához hasonlóan – férjével együtt Nobel-díjas tudósházaspárt alkotott.

Marie Curie 1898 elején kezdte el doktori munkáját. Ehhez keresett témát és talált rá *Henri Becquerel* eredményeire. Pierre Curie a Párizs Város Ipari Fizikai és Kémiai Iskolában (*École Supérieure de Physique et Chimie Industrielle de la Ville de Paris*) tanított, és



Radnóti Katalin az ELTE-n végzett kémia-fizika szakos tanárként. A budapesti Kölcsey Ferenc Gimnáziumban nyolc éven keresztül tanított. Jelenleg az ELTE Fizikai Intézetében főiskolai tanár. Kutatási területe a fizika és a természettudományok tanításának módszertana. Publikációs tevékenysége is e témához kapcsolódik, tanári segédletek, tanulmányok, könyvek, könyvfejezetek. A *Nukleon*, a Magyar Nukleáris Társaság internetes folyóirata főszerkesztője.



2. kép. Marie Curie az 1900-as évek elején és első laboratóriuma.

mért ionizációs árammal tekintett arányosnak – mérte meg (3. kép).

Az elvégzett munkáról szóló dolgozatában több fontos megállapítás szerepelt [2].

– Minden megvizsgált uránvegyület aktív volt, és általában annál aktívabb, minél több uránt tartalmazott.

– A tórium és vegyületei is emittálnak ionizáló sugárzást. A radioaktivitás tehát *atomi tulajdonság*, az urán és a tórium atomok tulajdonsága [3, 4].

– Egyes uránérczek aktivitása nagyobb, mint a fém uráné és uránoxidé.

Például a csehországi Jáchymovból (németül Sankt Joachimsthal) származó uránérc fajlagos aktivitása háromszor nagyobb volt, mint a

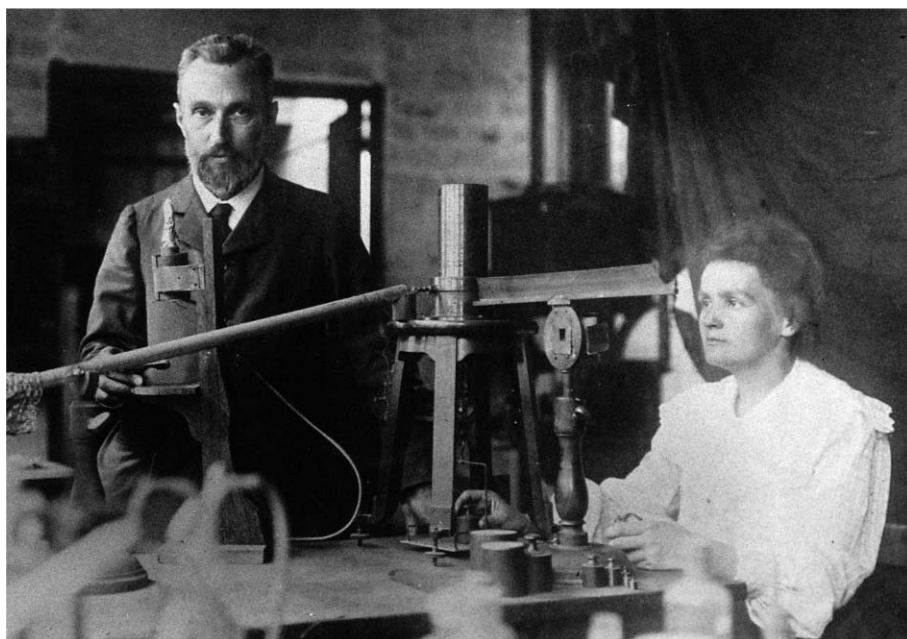
fémurán ugyanezen paramétere. Mivel a radioaktivitás atomi tulajdonság, ebből következik, hogy egy érc aktivitása csak akkor lehet nagyobb, mint a tiszta uráné, ha az érc *más radioaktív elemet* is tartalmaz. Ez azért volt különösen fontos volt, mert akkor még nem ismerték az atomok felépítését, e tény pedig közelebb vitte a tudományt annak feltárásához. Továbbá ebből fejlődött ki maga a nukleáris tudomány is, amely néhány évtized múlva megváltoztatta az emberiség életét. Nem csak az atombomba megalkotására és ledobására kell gondolnunk, hanem a számtalan egyéb, békés célú felhasználásra is, mint az energia-termelés és az orvosi alkalmazási lehetőségek.

Az új elemek kinyeréséhez 8 tonna uránszurokércet dolgoztak fel kis laboratóriumi edényeikben, míg végül 0,1 gramm tiszta rádium-kloridot sikerült elkülöníteniük. Eljárásukat szabadalom nélkül közkinccsé tették.

Marie Curie 1903. június 25-én védte meg *Kutatások a radioaktív anyagok köréből* című doktori disszertációját [5]. Marie Curie dolgozata sok nyelven, köztük nagyon rövid időn belül *Zemplén Győző* fordításában magyarul is megjelent a *Mathematikai és Fizikai Lapokban*, (a *Fizikai Szemle* elődje!) a Mathematikai és Fizikai Társulat kiadásában Budapesten az 1904. és 1905. évi számokban, öt részletben, majd könyvben is kiadták. Doktori munkája során

engedélyt kapott az igazgatótól, hogy felesége egy, a technikumhoz tartozó üres műhelyt – ahol még fűtés sem volt – (2. kép) használhasson. Időközben Pierre Curie is oly érdekesnek és izgalmasnak találta felesége kutatásait, hogy abbahagyta saját, sok eredményt hozó kutatási témáját és csatlakozott Marie sugárzó anyagainak tanulmányozásához. Megalkotta azt a fontos kondenzátoros műszert, amellyel nagyon kis áramerősségek voltak mérhetőek. A Pierre és fivére, *Jacques* által kifejlesztett készülék elektrométerből, ionizációs kamrából és egy piezoelektromos kvarckristályból állt. A műszerrel Marie Curie egy sor fém, só, oxid és ásvány sugárzó képességét – amelyet a fenti műszerrel

3. kép. Pierre és Marie Curie 1906-ban, közöttük a Pierre és fivére, Jacques által kifejlesztett kvarc piezo-elektroszkóp.



közel száz különböző kísérletet, mérést, mérősorozatot végzett el. Ezek közül néhány eredeti mérési leírás, idézet olvasható a *Nukleon* internetes folyóirat 90-es számú írásában [6]. Értekezése szokatlanul hosszú, mintegy 100 oldal körüli, míg abban az időben azok 20-30 oldalt tettek ki. De Marie Curie fontos feladatának tartotta, hogy értekezésében az akkor nagyon új területről minél teljesebb körű áttekintést nyújtson.

Ugyanebben az évben, 1903-ban férje és Becquerel társaságában megkapta a fizikai Nobel-díjat. Azt először csak a két férfinak akarták odaítélni, de Pierre Curie ezt visszautasította. Levélben tájékoztatta a Nobel-bizottságot, hogy eredményeiket feleségével közösen érték el, azokban felesége szerepe meghatározó volt, és ha őt kihagyják a díjazottak közül, akkor visszautasítja azt.

Marie Curie második leánygyermekét, *Ève*-t, 1904. december 6-án, 37 éves korában szülte. Felnőve Ő írta meg édesanyja érdekes, küzdelmes, sok betegséggel terhelt, de mégis diadalmas életét a *Madame Curie* című könyvében [7].

Az özvegy Marie Curie

Marie Curie 1906-ban tragikus balesetben elvesztette az akkor még csak 47 éves férjét. Ezután egyedül vezette kutatólaboratóriumát, tartotta az előadásokat a Sorbonne-on és nevelte leányait (4. kép).

1911-ben kapta meg második, immáron kémiai Nobel-díját. Ennek száz éves évfordulójára választották 2011-et a kémia évévé.

Az I. világháború ideje alatt röntgenográfia alkalmazásainak fejlesztésén dolgozott, ennek eredményeképp az orvosok röntgenfelvételeket készíthettek a sérült csontokról és a testekben található repeszkekről. Irányítása alatt kétszáz új röntgenállomás létesült. Húsz röntgenkocsit – amelyek korábban zömmel személyautók vagy szállítóautók voltak és gazdag magánemberek vagy nagyvállalatok bocsájtottak rendelkezésére – saját maga szerelt fel és adott át a hadseregnek (5. kép). Megtanult vezetni, sőt, sokszor még autószerelői feladatokat is ellátott. Irénével közösen végezték a röntgenszemélyzet kiképzését is. A háború végén „katonai érdemeiért” kitüntették.

1914-ben megalapította a párizsi Rádium Intézetet (*Institut du Radium*) a radioaktivitás gyógyászati alkalmazásainak kutatására és a rádium előállítására, ahol 1934-ig, haláláig dolgozott. Az Intézet pár évvel később a magfizikai és magkémiai kutatások központjává vált. Az eltelt évek alatt sok nemzet fizikusai, vegyészei fordultak meg benne. Az idézett húsz év alatt körülbelül ötszáz tudományos dolgozat készült itt, amelyek közül harminc Marie Curie saját munkája volt, de segítő tanácsaival az összes többinél is közreműködött.

1921-ben két lánya kíséretében nagy sikerű utat tett az Egyesült Államokban, ahol *Warren B. Harding* elnök (6. kép) az amerikai nők által gyűjtött pénzből vásárolt 1 grammnyi rádiumot ajándékozott neki [8]. Marie Curie sok előadást tartott, főleg Bel-



4. kép. Marie Curie és leányai 1908-ban.

giumban, Brazíliában, Csehszlovákiában és Spanyolországban. A Népszövetség Tanácsa beválasztotta a Szellemi Együtműködés Nemzetközi Bizottságába.

1922. február 7-én, miután már az egész világ ünnepelte Marie Curie-t a Francia Akadémia első nőként tagjává választotta az orvosi röntgendiagnosztika terén kifejtett eredményes munkája elismeréseképp.

Marie Curie egész életében igen intenzíven dolgozott. Utolsó munkája, 1934 első hónapjaiban, az aktínium optikai spektrumának tanulmányozása volt. Egészségét felőrölte az élete során a testét – elsősorban az első világháború alatti röntgenvizsgálatok alatt – ért ionizációs sugárzás óriási dózisa, vérszegénységben hunyt el. A sceaux-i temetőben férje mellé temet-

5. kép. A Marie Curie által kifejlesztett mobil röntgenállomás az első világháborúban.





6. kép. 1921-ben az Egyesült Államokban Warren B. Harding elnökkel a Fehér Házban.

ték el, majd hatvan évvel később, 1995. április 20-án Marie és Pierre Curie földi maradványait a párizsi Pantheonban helyezték el (7. kép).

Emlékezete

Szülőházában, a varsói Újvárosban múzeum ápolja a kétszeres Nobel-díjas emlékét. A kiállítás képeket mutat be életéből, személyes tárgyai, jegyzetfüzetei, levelei, valamint első laboratóriumának berendezése a hozzá tartozó eszközökkel is láthatók (8. kép).

2011. március 8-án a lengyel Történelmi Múzeum és a *Mowia Wieki* történelmi folyóirat interneten zajló szavazásán Marie Skłodowska-Curie kémikust választották minden idők legnagyobb lengyeljének.

Marie és Pierre Curie munkássága új korszakot nyitott a fizikában és a kémiában, a radioaktivitás vizsgálatának terén nagy lendületet adott a kortársaknak és a későbbi kutatóknak. A nukleáris tudomány eredményeit az élő és élettelen természettudományok szinte minden területén alkalmazzák, annak motorja volt a 20. században. Ezt a tudományterület által elnyert 57 darab Nobel-díj is igazolja [9]. A 96-os rendszámú elem a Curie-házaspár után kapta a kúrrium nevet, vegyjele Cm.

8. kép. Marie Curie szülőháza Varsóban.



7. kép. Marie Curie-Skłodowska és férje, Pierre Curie sírja a párizsi Pantheonban.

A Curie-házaspár tiszteletére határozták meg a radioaktivitás egyik mértékegységét (curie, jele Ci). Pierre és Marie Curie után három radioaktív ásványt neveztek el: curite, sklodowskite és cuprosklodowskite. Lublinban a Maria Curie-Skłodowska Egyetem, Varsóban pedig a Maria Skłodowska-Curie Rákkutató Intézet van. A Curie-házaspár úttörő munkássága tette lehetővé a nukleáris energia széleskörű alkalmazási lehetőségeit. A maghasadás és a láncreakció felfedezését személyesen ugyan nem érthette meg, de Irène lánya és férje tevékeny szerepet játszott a francia atomerőművek kifejlesztésében és létrehozásában.

„Egyikünk élete sem könnyű. És akkor? Legyen bennünk kitartás, és mindenk előtt bízunk önmagunkban. Hinnünk kell benne, hogy tehetségesek vagyunk valamiben, és ezt – kerül, amibe kerül – meg tudjuk valósítani.” (Marie Curie)

Irodalom

- Hargittai Magdolna: *Nők a tudományban batárok nélkül*. Akadémiai Kiadó, Budapest (2015).
- P. Curie, Mme P. Curie, G. Bémont: Sur une nouvelle substance fortement radioactive, contenue dans la pechende. *Compt. Rend.* 127 (1898) 1215. Magyar változat: Vértes A. (szerk.): *Szemelvények a nukleáris tudomány történetéből*. Akadémiai Kiadó. Budapest. 2009. 25–27. oldalak. Silberer V. és Kárpáti Sz. fordítása.
- Jarosievtz B., Sükösd Cs.: *Radioaktivitás*. A CELEBRATE projekt keretében készült digitális tananyag (2004). <http://www.sukjaro.eu/cikkek/radioaktivitas/home/index.htm>
- Jarosievtz B., Sükösd Cs.: Bomlási sorok. A CELEBRATE projekt keretében készült digitális tananyag (2004). http://www.sukjaro.eu/cikkek/bomlasi_sor/home/index.htm
- Skłodowska Curie: *Radioaktiv anyagokra vonatkozó vizsgálatok*. (ford.: Zemplén Győző) Franklin Társulat, Budapest (1906). (Mme S. Curie 1904-es könyve, amely az 1903-as doktori disszertációján alapult.)
- Radnóti Katalin: A Kémia Éve – Marie Curie kísérletei. *Nukleon* IV. évfolyam, 2. szám (2011). http://nuklearis.hu/sites/default/files/nukleon/Nukleon_4_2_90_Radnoti.pdf
- E. Curie: *Madame Curie*. Gondolat Könyvkiadó, Budapest (1967) ötödik kiadás.
- S. Emling: *Marie Curie és lányai*. HVG könyvek (2013).
- Vészits Ferencné (szerk.): *A Nobel-díjasok kislexikona*. Gondolat Könyvkiadó, Budapest (1974).

GONDOLATOK AZ EÖTVÖS-VERSENY 1. PÉLDÁJÁRÓL

2. rész: a teljes mozgás numerikus megoldása

Tichy Géza – ELTE Anyagfizikai tanszék

Vankó Péter – BME Fizika tanszék

Vigh Máté – ELTE Komplex Rendszerek Fizikája tanszék

Súrlódás

A 2016. évi Eötvös-verseny első példája a súrlódási erőn alapult. A súrlódási erő a fizikaoktatás egyik elég zavaros pontja, nemcsak a középiskolákban, hanem az egyetemeken is. Ez egy olyan erő, amit nem lehet olyan szép képletben megfogalmazni, mint a Coulomb-erőt vagy a Newton-féle gravitációs erőt. Még olyan alakban sem, mint a Stokes-féle erőt, pedig az is disszipatív.

Úgy tanuljuk, hogy a súrlódási erő nem függ sem a sebességtől, sem a felület alakjától vagy nagyságától. Ha ez abszolút igaz lenne, akkor sem síelni, sem kocsolyázni nem lehetne. Nem terveznének széles, bonyolult mintázatú autógumikat, nem lenne ilyen gazdag ismeretvilágunk. Mindezek ellenére a súrlódási törvény – ahogy tanuljuk – sok helyen alkalmazható.

A gyakorlati életben jó közelítés, ha feltesszük, hogy van egy tapadási és egy csúszási súrlódási együttható. Ameddig a felülettel párhuzamos erő nem éri el a nyomóerő és a tapadási együttható szorzatát, addig a két felület nem mozdul egymáshoz képest, azaz a két felület összetapad. Ha ennél nagyobb vízszintes erővel húzunk, akkor a tapadás enged, és a két felület elmozdul egymáson, fellép egy csúszási súrlódási erő, amely a relatív elmozdulás irányába esik és a felületek elmozdulását fékezi.

A tapadási súrlódási együttható mindig nagyobb, mint a csúszási, ami azt okozza, hogy a csúszási erő a sebességgel csökken. Ez a csökkenés gyakran instabilitáshoz vezethet, a legtöbb esetben ez okozza a recsegő, csikorgó hangokat, a kréta csikorgását is, de szintén ez okozza a hegedű élvezetes hangját.

A tapadás mögött általában a két felület közötti adhéziót véljük felfedezni, azaz a két felületet valójában a molekuláris erők kötik össze. A mozgási súrlódás a felület rücskösségével magyarázható, egyrészt olyanmód, hogy az egyenletlenségek miatt a felületeknek néha távolodniuk kell, és amikor újra közelednek, akkor a rugalmatlan ütközéssel elveszítik mozgási energiájukat, vagy másrészt az energia azáltal vész el, hogy a felület az egyenlőtlenség következtében képlékenyen deformálódik. Az utóbbi eset fordul elő az autó fékezősekor, amikor a gumi felkenődik az aszfalra.

Elég érdekes felületeknél nincs tapadás, ekkor a két súrlódási együttható (a tapadási és a csúszási) megegyezik. A legtöbb fizikapéldában ez a helyzet áll elő.

A tapadás nélküli súrlódási erőt a következő, ismert matematikai formulával írjuk le:

$$\mathbf{F}_{\text{súrl}} = -\mu N_{\text{nyom}} \frac{\mathbf{v}}{|\mathbf{v}|}, \quad \text{ha } |\mathbf{v}| \neq 0 \text{ és} \quad (17)$$

$$|\mathbf{F}_{\text{súrl}}| < \mu N_{\text{nyom}}, \quad \text{ha } |\mathbf{v}| = 0.$$

Amikor a húzás ereje nagyobb, mint a μN_{nyom} súrlódási határ, akkor a test csúszik a felületen. Az érdekesebb eset az, amikor az erő ennél kisebb. Ha a testnek volt sebessége, akkor az erőkülönbséggel fékeződik a test, amíg meg nem áll. Ha megállt, akkor a súrlódási erő pont akkora, hogy a testre eredő erő ne hasson, azaz ne gyorsuljon, és a test nyugalomban marad.

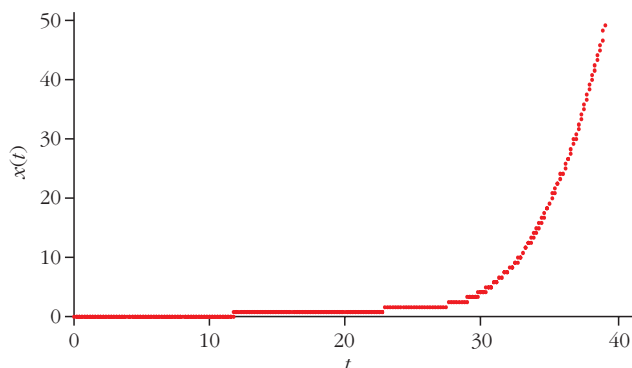
Amikor numerikusan oldunk meg egy dinamikai problémát, akkor hogyan célszerű ezt a bonyolult erőtvényt a programba beírni? Legyen egy egyszerű, egydimenziós mozgásegyenletünk, ahol a súrlódási erőt a súrlódási határ nélkül írjuk be, és egy időtől függő erővel húzzuk a testet.

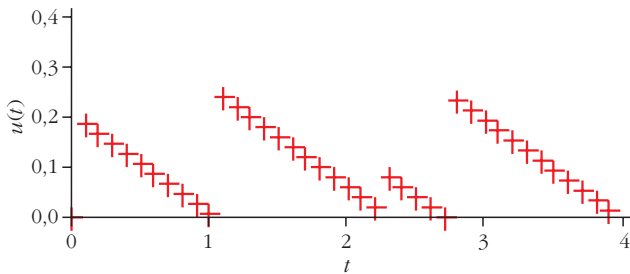
$$m \frac{dv}{dt} = -\mu m g \frac{v}{|v|} + F(t). \quad (18)$$

Az 1. ábra e rendszer elmozdulás-idő grafikonját adja meg lineárisan növekvő, időfüggő erővel. E numerikus számolásban az erő nulla értéktől indul és 25-ös időegységénél éri el a súrlódási határértéket. Az ábrán látszik, hogy csak ekkor kezd elmozdulni a test, és ezután egyre gyorsabban és gyorsabban csúszik.

A numerikus számolás anélkül is „tudta”, hogy a testnek nem kell elmozdulnia, hogy a program tartalmazná az egyenlőtlenségi feltételt. Ugyanis, ha az erő

1. ábra. Egy súrlódó test út-idő ábrázolása. Az erő nullától lineárisan nő és 25 időegységénél éri el a súrlódási határt.





2. ábra. A sebesség időfüggése az előző megoldás elején.

gyorsítani kezdi a testet, akkor a sebesség kicsit megnő, ám ezt a súrlódási erő mindaddig leállítja, amíg az erő nem nagyobb a csúszás határértékénél. Ez jól látszik a 2. ábrán, ahol a folyamat legelején – amikor a test még nem mozdul el – az idő függvényében nagy nagyításban ábrázoltuk sebességet.

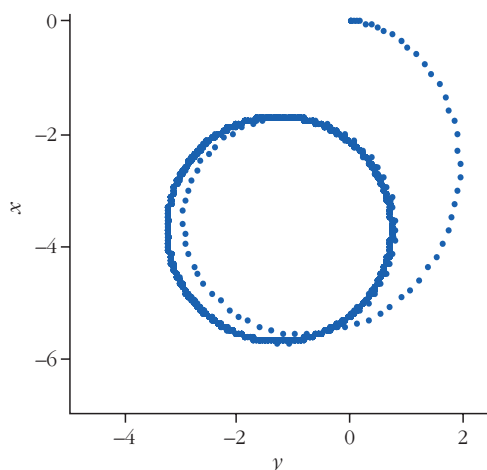
A versenypélda numerikus megoldása

Az eredeti feladathoz visszatérve, a numerikus megoldás most már kézenfekvő. Felírjuk Newton második törvényét vektorokkal. Az $\mathbf{R}(t)$, $\mathbf{V}(t)$ és $\mathbf{A}(t)$ függvény a rajztábla mozgásának hely-, sebesség- és gyorsulásvektorát írja le. A súrlódás a mozgó rajztábla és a test között lép fel, ezért a súrlódási erő képletében a relatív sebességet kell figyelembe vennünk.

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\mu m g \frac{\mathbf{v} - \mathbf{V}(t)}{|\mathbf{v} - \mathbf{V}(t)|}. \quad (19)$$

Ezt az egyenletet a differenciálegyenletek numerikus megoldására kidolgozott Runge–Kutta-módszerrel oldottuk meg. Itt most azt a megoldást mutatjuk be, amelynek kezdeti feltétele, hogy a test kezdetben az origóban, nyugalomban volt. A 3. ábra az inerciarendszerbeli megoldást, a 4. ábra a rajztábla mozgó, azaz gyorsuló rendszerében lévő pályát mutatja. Az állandósult megoldás hamar beáll, alig telik le egy teljes periódus. A két görbe összehasonlításából jól látszik a két mozgás közötti fáziszög, és a két kör sugarának különbözősége.

3. ábra. Numerikus megoldás az inerciarendszerben.



Hátra van még az a kérdés, hogy az állandósult megoldás stabil-e, azaz ha megzavarjuk a mozgást, visszatér-e a rendszer az állandósult megoldáshoz, és ugyanahhoz az állandósult megoldáshoz tér-e vissza?

A stabilitás vizsgálata

A (19) mozgásegyenlet egy nemlineáris differenciálegyenlet, amelyben két függvény, a sebesség két komponense az ismeretlen. A stabilitási feltételeket a linearizált egyenletből tudjuk kiolvasni. Mielőtt elvégeznénk a linearizálás műveletét, vezessük be a

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} - \mathbf{V}(t) \quad (20)$$

relatív sebességet. Ezzel a transzformációval az inerciarendszerből a rajztábla rendszerébe térünk át. Ekkor a mozgásegyenlet:

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\mu m g \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|} + m\mathbf{A}(t). \quad (21)$$

Az állandósult megoldás legyen az előző cikkben meghatározott \mathbf{u}_0 . Ez a megoldás kielégíti a (21) egyenletet. Most egy kis perturbációt (azaz zavart) adjunk hozzá, és így megoldásunkat $\mathbf{u}_0 + \delta\mathbf{u}$ alakban keressük. A perturbáció kicsi, ezért linearizált egyenletet írunk fel reá. Ez az egyenlet:

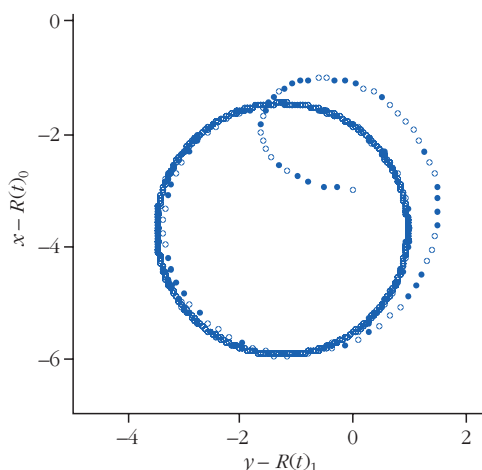
$$m \frac{d\delta\mathbf{u}}{dt} = -\mu m g \frac{1}{|\mathbf{u}_0|} \left[\delta\mathbf{u} - \frac{\mathbf{u}_0(\mathbf{u}_0 \delta\mathbf{u})}{|\mathbf{u}_0|^2} \right].$$

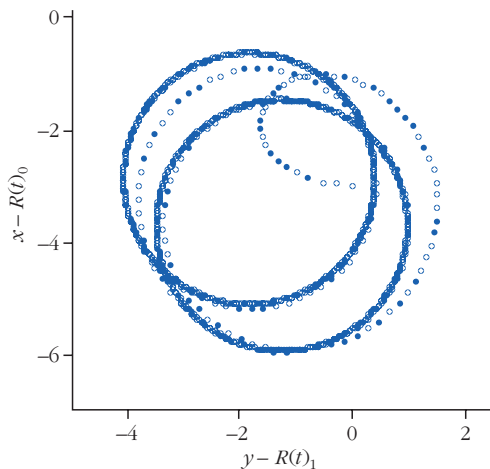
Az állandósult megoldás következtében $|\mathbf{u}_0| = \rho \omega$ egy időtől nem függő állandó.

Vizsgáljuk meg azt a két esetet, amikor a zavar sebességirányú, azaz a sebesség nagyságát növeljük, és amikor a zavar merőleges a sebességre, azaz a sebesség irányát változtatjuk. Amikor a perturbáció merőleges a sebességre, akkor ezen egyenletnek exponenciálisan lecsengő megoldása van

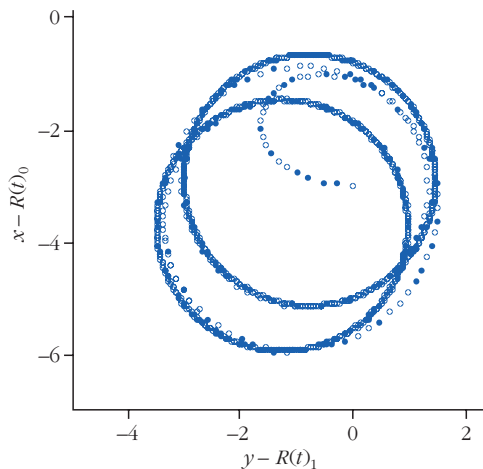
$$\frac{\rho \omega}{\mu g}$$

4. ábra. Numerikus megoldás a rajztábla rendszerében.





5. ábra. A perturbált mozgás. A perturbáló sebesség merőleges az állandósult mozgás sebességére.



6. ábra. A perturbált mozgás. A perturbáló sebesség egyirányú az állandósult mozgás sebességével.

időállandóval. A másik eset érdekesebb, mivel amikor a perturbáció párhuzamos a sebességgel, akkor a szögletes zárójelben lévő kifejezés nullát ad, azaz a perturbáció nem cseng le, de nem is növekszik. Ezt marginális stabilitásnak nevezzük. Ekkor nagyobb sebességgel megy a test, mint a stacionárius sebesség, de amikor be kellene fordulnia, nem elég a centripetális erő a körmozgás fenntartásához. Közben az erő iránya, azaz az állandósult sebesség iránya is változik, a perturbáció már nem tisztán egyirányú a sebességgel, a merőleges komponens lecseng, és így egy új állandósult megoldás áll be.

Mivel a párhuzamos módus nem cseng le, a merőleges eset sem olyan egyszerű. Itt is változik az irány, és új állandósult állapot áll be. Az új állandósult állapot azt jelenti, hogy a körmozgás középpontja elvándorolt, a körmozgás többi paramétere változatlan marad.

Ennek igazolására numerikus számolásokat is végeztünk. Kiindulásunk ugyanaz a program, ugyanolyan paraméterekkel, aminek megoldása a 4. ábrán

látható. Amikor már beállt az állandósult állapot, az eredeti sebesség ötödével pillanatszerűen megváltoztattuk a sebességet. Az 5. ábrán azt látjuk, amikor a hozzáadott sebesség merőleges, a 6. ábrán, amikor az eredeti sebességgel párhuzamos. Mindkét esetben a kör eltolódik, de az eltolódás a két esetben más és más irányú. Az ábrából az is leolvasható, hogy az új állandósult állapotok eléréséhez kevés idő is elegendő.

Ha kísérletileg megvalósítjuk a feladatot, akkor jól láthatjuk a stacionárius megoldást. Hosszabb ideig figyelve, észrevehetjük, hogy a körpálya középpontja szép lassan vándorol. Ez annak következménye, hogy nagyon nehéz olyan egyenletes felületet készíteni, ahol a súrlódási együttható mindenütt ugyanaz. Helyről-helyre egy kicsit változik. Ezek az inhomogenitások mind egy kis zavart, perturbációt jelentenek, és ez okozza a középpont vándorlását. Ez azonban nem változtatja meg az eredeti feladat megoldását: az valóban egy körmozgás (a táblához és az inerciarendszerhez képest is), amelynek középpontja esetleg kicsit elmozdul, de sugara (jó közelítéssel) állandó marad.

Hogyan tanítsuk érdekesebben a középiskolai fizikát?

Megjelent a

Teaching Physics Innovatively

című 450 oldalas konferenciakötet

Az ELTE-n 2015 augusztusában rendezett konferencia résztvevői (többségükben gyakorló középiskolai fizikatanárok, a szakmódszertan iránt érdeklődő kutatók) előadásait tartalmazó színes kötet nyomdai megjelentetését az MTA 2016-os könyvkiadási pályázati támogatása tette lehetővé, a szerkesztési munkák költségeit az MTA-ELTE Fizika Tanítása Kutatócsoport vállalta magára.

A kiadvány alapvetően azonos a szerkesztők által 2016-ban megjelentetett e-könyvvel, de annak számos nyomdahibáját korrigálták, és a linkek is frissültek.

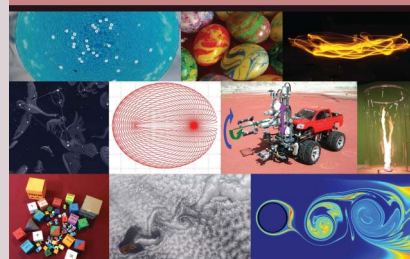
Minden érdeklődőnek egy-egy **ingyenes példányt biztosítunk**, amelyet aláírás és iskolájuk megadása ellenében személyesen vehetnek át az ELTE Északi tömb, Kémia Épület 103-as szobájában (Pályázati Iroda, Kolozsvári Mária), amíg a készlet tart (1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/A).

TEACHING PHYSICS INNOVATIVELY

NEW LEARNING ENVIRONMENTS AND METHODS
IN PHYSICS EDUCATION

PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL CONFERENCE
TEACHING PHYSICS INNOVATIVELY (TPI-15)
BUDAPEST, 17-19 AUGUST, 2015

EDITORS: A. KIRALY, T. TEL



GRADUATE SCHOOL FOR PHYSICS, FACULTY OF SCIENCE,
ELTE EÖTVÖS LORÁND UNIVERSITY, BUDAPEST, HUNGARY
2017

A PLANCK-ÁLLANDÓ SZÁMÍTÓGÉPPLEL SEGÍTETT MÉRÉSE – a myDAQ és a LabVIEW alkalmazása a modern fizika tanításában

Balog Katalin, Kovács Kornél, Somogyi Anikó
Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium

A fizika tanításával kapcsolatban nagyon sokan tűznek ki zászlajukra hangzatos jelszavakat, mint *kutatás alapú oktatás*, *problémamegoldó gondolkodás* fejlesztése, *aktív tanulói munka* stb. Azonban mindenki tudja, hogy addig, amíg a heti maximum két fizikaórán 30-35 tanuló ül a teremben, amíg sok fizikaszer-tárból még az alapkísérletekhez szükséges eszközök is hiányoznak, amíg a tanárnak a magas kötelező óraszám mellett nincs ideje tanári vagy tanulói kísérletek, mérések előkészítésére, addig a középiskolai fizikatanításban a fent említett jelszavak nem telnek meg valódi tartalommal. Marad a direkt közlés, a tankönyv grafikonjainak elemzése, a vásznon megjelenített képek, videók megtekintése.

A National Instruments myDAQ oktatási terméke és a LabVIEW programozási környezet nagy segítséget nyújt a fizikatanároknak. A LabVIEW grafikus programnyelven írt .vi (*virtual instrument*) kiterjesztésű programok (a továbbiakban *virtuális műszerek*) által vezérelt, illetve kiértékelt mérőkísérletek akár a tan-

órán is gyorsan és látványosan elvégezhető. A Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnáziumban nyitottak vagyunk új módszerekre, amennyiben azok tényleg segítik a pedagógus munkáját, illetve a tananyag hatékonyabb tanórai feldolgozását, ezért csatlakoztunk – egyelőre szakköri műhelymunka formájában – a myDAQ-felhasználók egyre bővülő táborához.

A Planck-állandó meghatározása LED-ekkel

Viszonylag sok történelmi jelentőségű mérési kísérletet ismertetünk meg a diákokkal a modern fizika tanítása során, de a megfelelő eszközök és elegendő idő hiányában csak néhányat tudunk ténylegesen megvalósítani.

A Planck-állandót több – a középiskolai tananyagban szereplő – fizikai jelenséghez kapcsolódóan is meg lehet mérni (például külső fényelektromos hatás, elektron-diffrakció). Mi egy viszonylag ismert (de középiskolai tankönyvekben nem elterjedt) modern fizikai mérési eljárást választottunk: LED-ek elektromos és optikai tulajdonságait vizsgálva mértük meg a h értékét.

A választásunk azért esett erre a módszerre, mert egyrészt a myDAQ és a LabVIEW kezdő felhasználójaként is sikeresen kivitelezhetjük, másrészt kísérleteinkhez mindössze néhány, elérhető áron beszerezhető kiegészítő kellék szükséges, így az eljárás a modern fizika tanításában hiánypótló szerepet tölthet be.

A LED (Light Emitting Diode) mozaikszó fénykibocsátó diódtól jelent. Külső feszültség nélkül a p - n átmenet határán az n -típusú félvezető réteg vezetési sávjából a p -típusú réteg üres vezetési sávjába elektronok diffundálnak, míg a p -réteg vegyértéksávjába az n -ből szintén elektronok juthatnak át, ami látszólag a pozitív lyukak p -ből n -be történő mozgását eredményezi. A diffúzió addig tart, amíg az így keletkező elektromos tér (potenciálgát) a további átjutást meg nem akadályozza. Azt mondjuk, hogy a LED-et nyitóirányban feszítjük elő, ha a feszültségforrás negatív pólusát az n -, míg a pozitív pólust a p -rétegre kapcsoljuk, azaz a határon kialakult mezővel ellentétes irányú elektromos mezőt hozunk létre. Egy kritikus feszültségérték (U_0 nyitófeszültség) fölött, a potenciálgát legyőzésével, a töltéshordozók áramlása megindul. A p -típusú rétegben az elektronok rekombinációja során felszabadul a (félvezető vezetési és vegyérték sávja közötti) tiltott sáv szélességével közel megegyező $U_0 e$ energia, amelyet a LED elektromágneses sugárzás (foton) formájában kibocsát(hat). Ezt az energiamérleget kifejezhetjük a következőképpen:



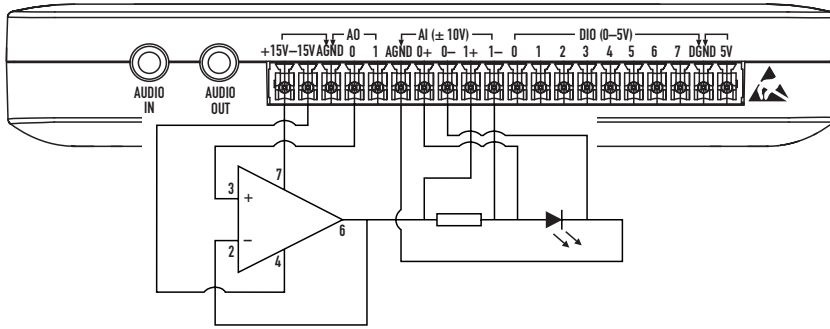
Balog Katalin 11. osztályos kémia tagozatos tanuló, a Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium diákja.



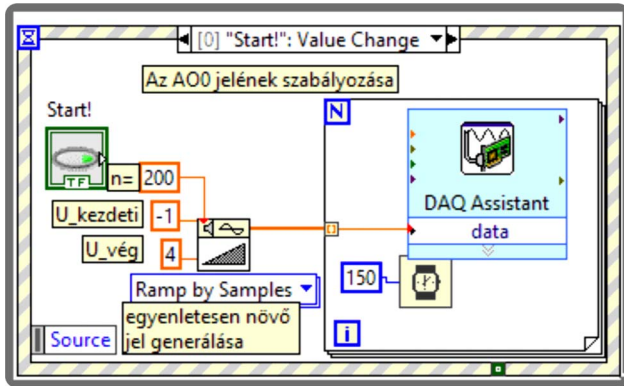
Kovács Kornél 11. osztályos kémia tagozatos tanuló, a Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium diákja.



Somogyi Anikó matematika-fizika szakos tanár. 2016-ban végzett a Szegedi Tudományegyetemen. 2015 óta tanít a Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnáziumban (gyakornokként, majd tanárként). Munkája során törekszik a „felfedezést”, tanulást az IKT eszközök széles körű felhasználásával segíteni. A három fős csapat 2017-ben megnyerte az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és a National Instruments Hungary Kft. által kiírt myDAQ pályázatot.



1. ábra. Kapcsolási rajz a LED áramerősség-feszültség karakterisztikájának felvételéhez (kellékek: OP37 műveleti erősítő, 10 Ω-os ellenállás).



2. ábra. A myDAQ kimeneti (AO0) feszültségének szabályozása a virtuális műszer blokkdiagramjában.

$$\epsilon_{\text{foton}} = hf = U_0 e,$$

ahol h a Planck-állandó, f a foton frekvenciája, U_0 a nyitófeszültség és e az elemi töltés. A LED-ek nyitófeszültségének és hullámhosszának (frekvenciájának) mérése után a fenti egyenlet segítségével meghatározhatjuk a Planck-állandót [1, 2].

HB5-436HOR-C (piros), HB5-434HY-C (sárga), HB5-433EAGD-C (zöld) és HB5-438ABD-C (kék) típusú, magas fényerejű LED-eket használtunk a mérésekhez [3].

A LED-ek nyitófeszültségének mérése

A LED-ek áramerősség-feszültség karakterisztikájának felvételét tűztük ki első célul. A LED anódja és katódja közé kapcsolt feszültség növelésének hatására nyitóirányban az áram zérusról történő növekedése kezdetben exponenciális jellegű, később lineárisra válik. E lineáris szakasz zérushelyét tekintjük az U_0 nyitófeszültségnek. Mivel a különböző félvezető anyagokból készült LED-ekre különböző tiltószög-szélesség jellemző, ezért eltérő a LED-ek U_0 nyitófeszültsége, tehát ez az érték az adott LED egy karakterisztikus elektromos tulajdonsága.

A karakterisztika felvételéhez az *NI Starter Accessory Kit*ben megtalálható kiegészítőket csatlakoztattuk a myDAQ-hoz [4].

Az 1. ábrán látható áramkört állítottuk össze, amelyben egy OP37-es műveleti erősítőt használtunk feszültségkövető kapcsolásban. Ennek az a szerepe, hogy nem terhelhető feszültségforrások feszültségét terhelhetővé alakítja át [5]. (A negatív visszacsatolás miatt a rákapcsolt bemeneti és kimeneti feszültség értéke megegyezik.)

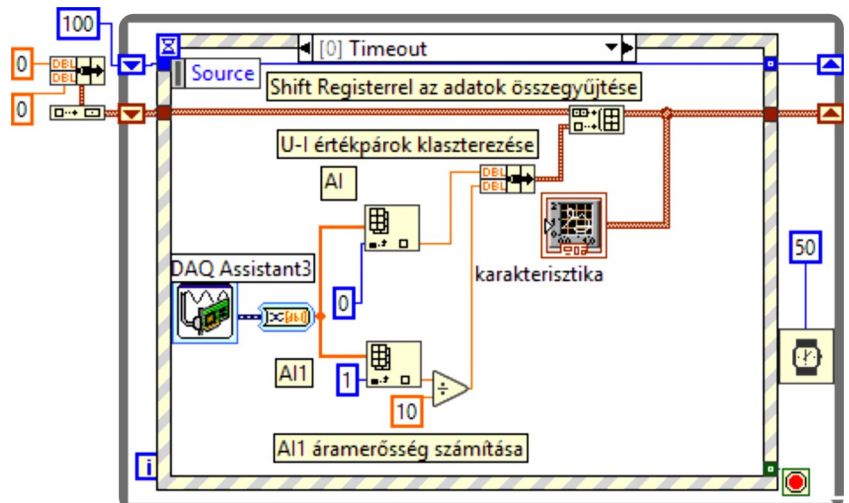
Mint ahogy korábban már utaltunk rá, a myDAQ eszköz ki- és bemeneti csatornákkal is rendelkezik. A karakterisztika felvételekor így mind a vezérlés, mind a mérés a számítógépről irányítva megvalósítható. Az eszköz két analóg kimeneti csatornája közül az AO0 csatlakozón keresztül -1 V-től 4 V-ig lineárisan növekvő feszültséget kapcsoltunk az áramkörbe. 200 lépésben végeztük a feszültség változtatását, közöttük 150 ms telik el. A 2. ábrán található az a blokk, amely ezt a szabályozást végzi a LabVIEW programban.

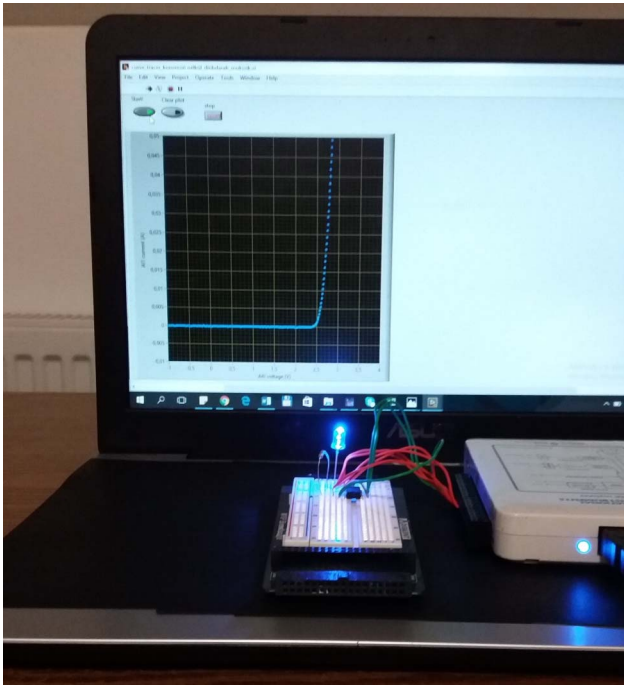
Ugyanezen virtuális műszer másik ciklusában 50 ms-onként mérjük a LED-ek áramerősség-feszültség karakterisztikájának egy-egy pontját. A myDAQ két input-csatornája segítségével mérjük a LED kivezetései közötti feszültséget (AI0 csatorna), illetve a vele sorba kapcsolt 10Ω -os ellenálláson eső feszültséget (AI1 csatorna), amelyet az Ohm-törvény segítségével a LED-en átfolyó áram áramerősségévé alakítottunk (3. és 4. ábra).

A LED-ek hullámhosszának mérése

Mérésünk második részében a LED-ek optikai tulajdonságát vizsgáltuk. A LED működésekor az elektronok rekombinálódásának hozzávetőlegesen 1%-a jár fénykibocsátással. A közel monokromatikusnak te-

3. ábra. Az áramerősség (AI1) és a feszültség (AI0) egyidejű mérése a virtuális műszerben.





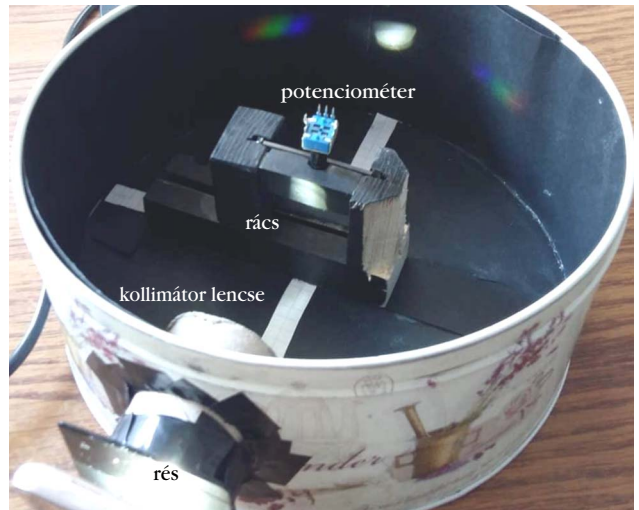
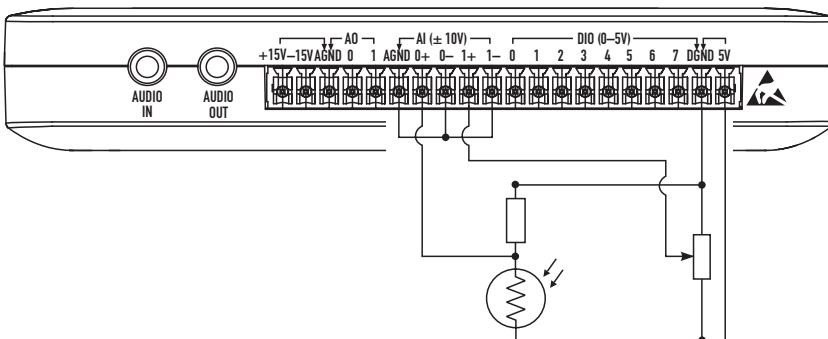
4. ábra. A LED-ek áramerősség-feszültség karakterisztikájának felvétele a myDAQ-kal.

kinthető LED-fény hullámhossza szintén az adott félvezető anyag minőségétől függ.

A hullámhossz méréséhez egy myDAQ-hoz csatkozott rácsos spektroszkópot [6] építettünk egy fekete kartonnal kibélelt henger alakú fém dobozból [7]. Az 1000 vonal/mm-es optikai rácsot [8] úgy rögzítettük a fémdoboz aljába, hogy középvonala egybeessen a doboz forgásszimmetria-tengelyével. A fény útját úgy terveztük meg, hogy egy borotvapengéből készített rést világítottunk meg a LED-ekkel, majd a spektroszkópba jutó fénysugarakat egy 45 mm fókusztávolságú, 37 mm átmérőjű gyűjtőlencsével [9] kollimáltuk. Így a doboz oldalán kivágott 4 cm átmérőjű, kör alakú nyíláson keresztül párhuzamos fénysugarak érik el az optikai rácsot 0° -os beesési szöggel (5. ábra).

A bontóelemen elhajlott fénysugarak érzékeléséhez egy 16 mm fókusztávolságú panelkamera-objektív [10] és annak fókuszsíkjában elhelyezett FW 150 típusú fotoellenállásból [11] „detektort” készítettünk, ame-

6. ábra. Kapcsolási rajz a LED hullámhosszának méréséhez (kellékek: forgó potenciométer, fotoellenállás, $10\text{ k}\Omega$ -os ellenállás).



5. ábra. A fény útja a spektroszkópban.

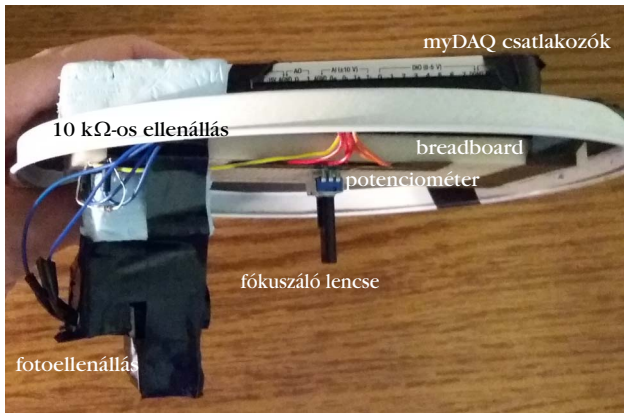
lyet a doboztető belsejének széléhez rögzítve a fényútba forgathatunk.

A fotoellenállás a fény érzékelésére alkalmas szenzor: egy záróréteg nélküli passzív félvezető elem, amelynek ellenállása a ráeső fény intenzitásától függően változik. A beeső fotonok növelik a delokalizált töltéshordozók számát, ez okozza az ellenállásérték csökkenését. A myDAQ +5 V-os kimeneti feszültségét a fotoellenállás egyik kivezetésére csatoltuk, majd sorba kötöttünk vele egy $10\text{ k}\Omega$ -os ellenállást, amelyet a DGND csatlakozón keresztül földeltük. Megvilágítás nélkül a fotoellenállás értéke $560\text{ k}\Omega$, ezért az ohmos ellenálláson eső feszültség közelít a 0 V-hoz. Ahogy azonban a fény hatására a fotoellenállás értéke lecsökken, a sorba kapcsolt ohmos ellenálláson egyre nagyobb feszültség esik. Ez utóbbi értéket mértük a myDAQ A10 csatornáján keresztül (6. ábra).

Fényérzékelőnk elfordulási szögének méréséhez az NI Starter Kitben található R-0904N-típusú potenciométert használtuk. A doboztető belsejébe ragasztottuk a prototípus próbapanelt (breadboardot) [12], csatkoztattuk és fixáltuk a potenciométert, valamint a detektort. A myDAQ-ot a dobozon kívül rögzítettük a födémhez (7. ábra).

A változtatható ellenállásnak a doboz forgásszimmetria-tengelyéhez történő illesztését és fixálását egy fából készült tartószerkezettel oldottuk meg, amelybe egy megfelelő méretű, félkör keresztmetszetű lyukat fűrtünk, a doboz lezárásakor ebbe illesztettük a potenciométer forgórészét. Ezzel a mechanikai kivitelezéssel a doboztető forgatásával a detektor és a potenciométer együtt forog el a közös forgástengely körül.

A potenciométert feszültségosztó kapcsolásban csatkoztattuk a myDAQ-hoz: a 0–5 V között változtatható feszültséget az A11 csatornán keresztül mértük (6. ábra). Ahhoz,



7. ábra. A potencionméter és a detektor csatlakoztatása a myDAQ-hoz és a díszdobozhoz.

hogya a forgó potencionméterrel szög mérhessünk, kalibrálnunk kellett, azaz meg kellett határozunk a potencionméter α szögelfordulása és a mérhető U feszültség közötti lineáris függvénykapcsolat ($\alpha = mU + b$) paramétereit. U_1 és U_2 jelölje rendre a 180° -os és a 0° -os elfordulásnál mért feszültséget! Ezekkel a keresett paraméterek

$$m = \frac{180^\circ}{U_1 - U_2} \quad \text{és} \quad b = -\frac{180^\circ}{U_1 - U_2} U_2.$$

Miután kalibráltuk a szögmérőnket, detektáltuk a LED-fény elhajlási képét.

A doboz alját fixáltuk, és a doboz tetejét ehhez képest forgattuk el nagyon lassan, mintegy 50° -kal, miközben az elfordulási szög függvényében mérhetjük a fényintenzitással összefüggő feszültségértéket (8. ábra).

Az így mért adatpárok grafikus megjelenítésével (9. ábra) tulajdonképpen a LED-ek első rendben elhajlott képének intenzitásdiagramját kaptuk.

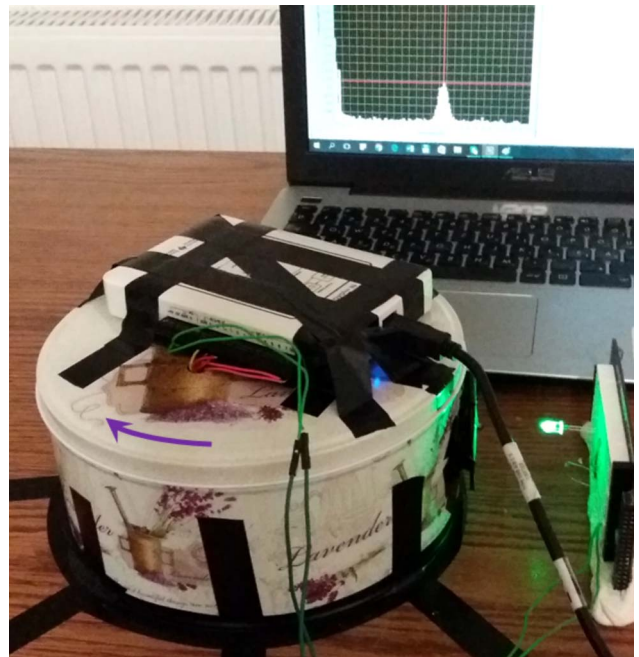
A mérési eredmények kiértékelése

A mérés kiértékelését is LabVIEW-val végeztük. Elsőként LED-ek nyitófeszültségét határoztuk meg. Mivel 20 mA felett a LED-karakteristikák lineárisnak tekinthetők, ezeket az adatpárokat különválogattuk, és lineáris regressziót alkalmaztunk.

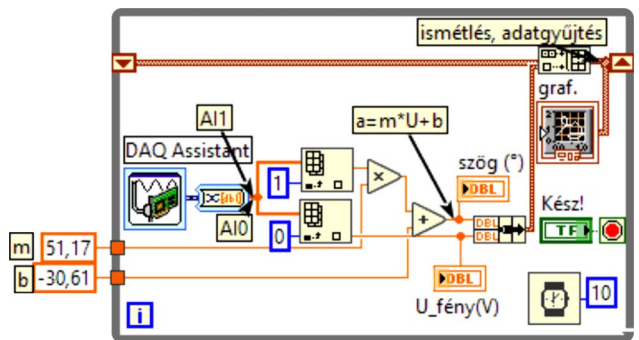
Az így kapott egyenes szakasz paramétereit (meredekség, értékteneggellyel való metszéspont) alapján meghatároztuk a zérushelyét, vagyis a nyitófeszültséget (10. ábra).

A 11. ábrán a 4 különböző LED áramerősség-feszültség karakterisztikáját ábrázoltuk a lineáris szakaszokkal együtt.

Második lépésben a spektroszkóppal végzett mérést értékeltük ki. Először meghatároztuk az elhajlási kép maximumhelyét (12. ábra). Megjegyezzük, hogy a grafikonhoz tartozó kurzor megjelenítésével le-



8. ábra. A spektroszkóp és a hozzá rögzített myDAQ működés közben.

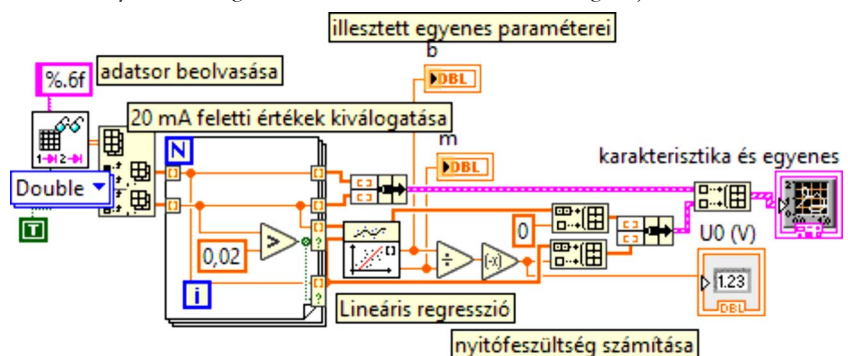


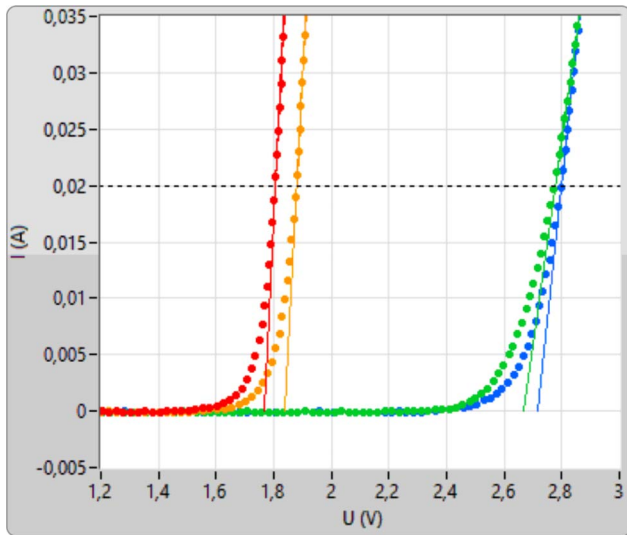
9. ábra. A LED-ek 1. rendbeli elhajlási képéhez tartozó szögek mérése alkalmas virtuális műszer blokkdiagramja.

hetőség van a maximumhelyek manuális megkeresésére is. Ha adatsorunkat az első rend szögtartományára szűkítjük (körülbelül 20° – 45°), akkor ezt a LabVIEW-beépített *Array max & min* szélsőérték-kereső funkciójával elegánsabban oldhatjuk meg.

A 13. ábrán a 4 különböző színű LED elhajlási képének intenzitásdiagramját ábrázoltuk, azaz az elhaj-

10. ábra. A LED-ek áramerősség-feszültség karakterisztikájának kiértékelése (lineáris regresszió és nyitófeszültség-számítás) a virtuális műszer blokkdiagramjában.





11. ábra. Különböző (piros, sárga, zöld, kék) színű LED-ek áramerősség-feszültség karakterisztikái.

lás szögének függvényében ábrázoltuk a fényintenzitással arányos feszültségértékeket. Megjegyezzük, ha a LED-ek valódi spektrumát szeretnénk kinyerni az eredményekből, akkor a fotoellenállás relatív spektrális érzékenységet is figyelembe kellene venni.

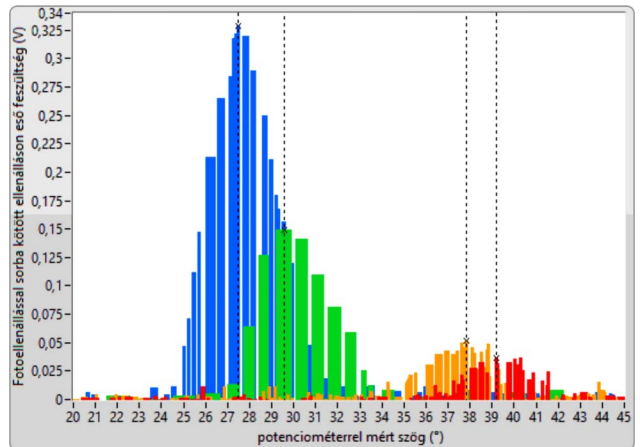
A hullámhossz meghatározására az optikai rácson történő fényelhajlást leíró $d \sin \alpha = n \lambda$ egyenletet használtuk, ahol $d = 10^{-6}$ m az optikai rács rácsállandója. Az $n = 1$. rendű elhajlási képnél mért maximális fényintenzitáshoz tartozó α szögértékből meghatároztuk a különböző LED-ek fényének λ hullámhosszát, illetve f frekvenciáját.

A két mérési lépés eredményeit az 1. táblázatban foglaltuk össze. (Számításaink során az elemi töltés és a vákuumbeli fénysebességet ismertnek feltételeztük.)

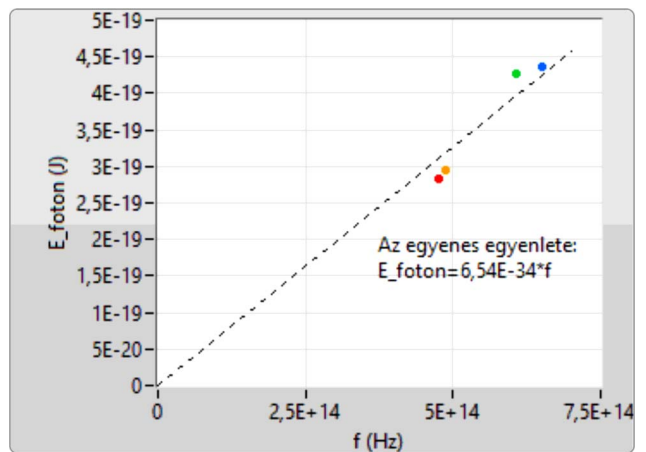
Az egyes LED-ek esetében a Planck-állandó számolt értéke legfeljebb 10%-os relatív hibával tér el a $h_{\text{irod}} = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js irodalmi értéktől.

Valamennyi LED-re a számolt érték nagyságrendileg jól közelíti az irodalmi értéket, ezért akár egy-egy LED-del történő bemutató mérés (például tanóra keretén belül) is alkalmas lehet a fizikai állandó becslésére. (Akár 5 perc alatt is elvégezhető a tényleges mérés, amennyiben – az átszerelést elkerülendő – rendelkezésre áll két különböző myDAQ.)

Ha a nyitófeszültségből származtatott fotonenergiát a fény frekvenciájának függvényében ábrázoljuk, a négy mérési pont jó közelítéssel egy origón átmenő



13. ábra. Különböző (piros, sárga, zöld, kék) LED-ek elhajlási képeinek intenzitásdiagramja.



14. ábra. A LED-fotonok energiája a nyitófeszültség függvényében.

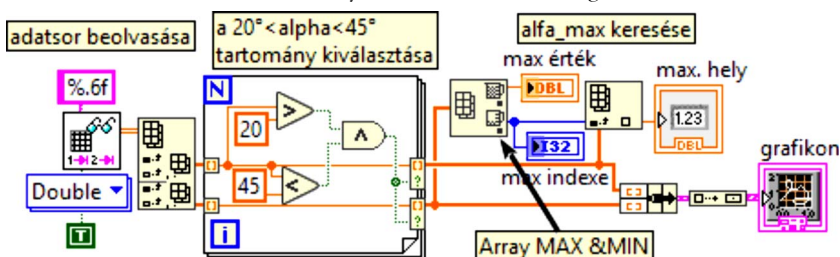
egyenesre illeszkedik, amivel tulajdonképpen igazoltuk a Planck-hipotézist. Az origón átmenő regressziós egyenes meredeksége a Planck-állandó értékét adja. A $h_{\text{mért}} = 6,54 \cdot 10^{-34}$ Js érték 1,33%-os hibával közelíti az irodalmi értéket (14. ábra).

Gondolatok a myDAQ és a LabVIEW használatáról

Mérési elrendezésünk, eljárásunk és eredményeink bemutatása egyetlen célt szolgál: szemléltetni, hogy a myDAQ és a LabVIEW használatával, illetve néhány egyszerű kiegészítéssel mennyire kinyílhat a világ a középiskolai mérési kísérletek, illetve kiértékelésük terén.

Tudjuk, az ilyen jellegű eszközbeszerzések a legtöbb iskolában nem mindennaposak, de pályázatok révén is hozzá lehet jutni egy-egy műszerhez. A semminél ez is sokkal több, hiszen a tanár így megtanulhatja az eszköz és a szoftver használatának alapjait. Az interneten számos ingyenesen letölthető virtuális műszer feltehető, amelyek a tanulás és az első sikeres kísérletek alapjául szolgálhat-

12. ábra. A maximális fényintenzitáshoz tartozó szögérték keresése.



1. táblázat

A 4 különböző színű LED-del végzett mérés eredményei

szín	piros	sárga	zöld	kék
α (°)	39,2	37,9	29,6	27,5
λ (nm)	632	614	494	461
f (Hz)	$4,75 \cdot 10^{14}$	$4,89 \cdot 10^{14}$	$6,07 \cdot 10^{14}$	$6,50 \cdot 10^{14}$
U_0 (V)	1,77	1,84	2,67	2,72
$U_0 e$ (J)	$2,83 \cdot 10^{-19}$	$2,94 \cdot 10^{-19}$	$4,27 \cdot 10^{-19}$	$4,35 \cdot 10^{-19}$
$h_{\text{számolt}}$ (Js)	$5,96 \cdot 10^{-34}$	$6,02 \cdot 10^{-34}$	$7,04 \cdot 10^{-34}$	$6,70 \cdot 10^{-34}$
δ_{rel} (%)	-10,0	-9,2	6,2	1,1

nak. A különböző szenzorok lehetséges felhasználásához javasoljuk az *NI myRIO Project Essentials Guide*-ot [13], amelyben a leírások mellett sok külső hivatkozást találhatunk különböző mérési kísérletekre.

Természetesen már a kezdeti próbálkozásokba is érdemes bevonni az érdeklődő, a fizikára fogékony diákokat. Egy ilyen műhelymunka számos szituációjában igen gyorsan felcserélődhet a szakértő és a laikus szerep. Rengeteget tanulhatunk a tanulóktól, a tanulókról.

Irodalom

- Juhász András, Görbe László: *A 2007. évi emelt szintű fizika érettségi új kísérleti feladatai*. Öveges József Tanáregylet, Budapest (2007).
- A. Checchetti, A. Fantini: Experimental Determination of Planck's constant using Light Emitting Diodes (LEDs) and Photoelectric Effect. *World Journal of Chemical Education* 3/4 (2015) 87–92., <http://pubs.sciepub.com/wjce/3/4/2/>
- <https://www.ret.hu/media/product/13954/483974/HB5-436HOR-C.pdf>
- <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/hu/nid/211721>
- <http://forums.ni.com/t5/Educators/myDAQ-mini-lab-V-I-Characteristic-II-Nonlinear-devices/ta-p/3519564>
- Piláth Károly: Rácsos spektroszkóp illesztése webkamerához. *Fizikai Szemle* 62/4 (2012) 126–128., <http://fizikaiszemle.hu/archivum/fsz1204/PilathKaroly.pdf>
- <http://www.printker.hu/-22937/>
- <http://www.ebay.com/itm/Diffraction-Grating-Roll-Sheet-Li-near-1000-lines-mm-Laser-Holographic-Spectrum/>
- <http://www.ebay.com/itm/Diameter-37mm-Convex-Lens-Glass-for-Google-Cardboard-Virtual-Reality-VR-XL-/>
- <http://www.ebay.com/itm/16MM-CCTV-Security-Camera-Focal-Length-Lens-IR-Board-Brand-New-/>
- https://www.ret.hu/shop/product/perkinelmer/fw-150_48-00-66
- <http://www.ebay.com/itm/Breadboard-830-holes-PCB-Bread-Board-Test-DIY-830-Points-Solderless-MB102-MB-102-/>
- <https://learn.ni.com/teach/resources/92/ni-myrio-project-essentials-guide>

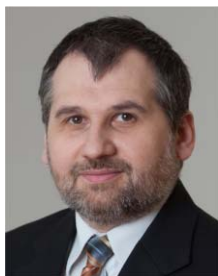
INTERFERENCIA ÉS DIFFRAKCIÓ A 21. SZÁZADBAN OLCSÓ, ILLETVE MINDENNAP HASZNÁLATOS ESZKÖZÖKKEL

Borbély Venczel

Piarista Gimnázium és Kollégium, Vác

A fényjelenségek segítségével környezetünkben sok információhoz jutunk. A 19. század elején a fény hullámtermészetét nem volt egyszerű bizonyítani. A ma rendelkezésünkre álló eszközökkel sokkal egyszerűbben bemutatathatók az interferencia és az elhajlás jelenségei, mint Thomas Young, Augustin-Jean Fresnel és társaik idejében. Jelen cikkben néhány ilyen megoldást javaslok.

A fizika tantárgy oktatásakor, Öveges József utódaként számos olyan eszközt felhasználunk, amelyek olcsón megvásárolhatók, házilag előállíthatók, vagy más okból rendelkezésünkre állnak.



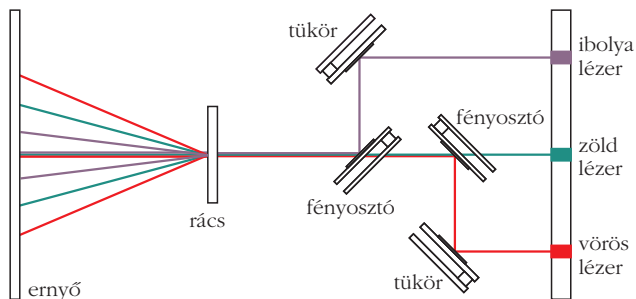
Borbély Venczel 2000-ben végzett a kolozsvári Babeş-Bolyai Tudományegyetemen, okleveles fizikus, fizikatanár. Fizikát tanít a váci Piarista Gimnázium és Kollégiumban, mestertanár. Kutatóként dolgozott a BME Fizika Tanszék Holográfia Csoportjában. 2011-ben PhD fokozatot szerzett, témája a holográfia mérés technikai alkalmazása. Részt vett a Lézer-Sólyomszem holografikus mérőkamera fejlesztésében.

Az elektronikai eszközök nagy része ma már filléres tétel, egy CD vagy DVD lemez nem drága, a keleti webáruházakból sok eszköz alacsony áron, postaköltség nélkül kerül otthonunkba.

A mobiltelefon szinte minden gyereknél ott van, és bevonása az oktatásba nem újdonság [1, 2], de általában valamilyen szenzorát használják különböző programok segítségével. Fénytanban a mobil eszköz vakuját, illetve képernyőjét fényforrásként használhatjuk.

A fény hullámtermészetét igazoló interferencia és fényelhajlás iskolai bemutatása ma már talán nem is nagy kihívás. A jelenségek bemutatásához szükség van monokromatikus fényforrásra, kis méretű, tizedmilliméteres lyukakra, résekre, illetve rácsoakra.

Lyukakat könnyedén fúrhatunk alkalmas anyagba (például vékony műanyag élelmiszeres dobozból kivágott lapkába) gombostű, vagy néhány tizedmilliméteres fúrószár segítségével, réseket vágathatunk pengés késsel (snitzerrel). Ha nem áll rendelkezésre demonstrációs rács, akkor CD lemez „meghántásával”, vagy DVD lemez szétválasztásával és „meghántásával” készíthetünk rácsokat. Az ilyen rács hátránya az, hogy a rések nem egyenesek, hanem görbe vonalúak, így az elhajlási kép sem lesz szimmetrikus. Ha mégis



1. ábra. Különböző hullámhosszú lézernyalábok egyesítésének vázlatja.

szimmetrikus elhajlási képpel szeretnénk a jelenséget vizsgálni, és nem áll rendelkezésre a szertárban, internetes csillagászati boltokból olcsón vásárolhatunk különböző optikai rácsokat [3, 4].

Sok iskolában van demonstrációs He-Ne lézer, illetve eléggé elterjedtek a lézeres mutatók. A piros lézer helyett egyre több helyen megjelenik a zöld, illetve az ibolya színű lézer. A barkácsoló kedvű fizikatanárok már nem is lézeres mutatót vásárolnak, hanem lézermodulokat, amelyeket már valamilyen szinten kezelni lehet. Az alábbiakban két megoldást is ismertettek arra, hogy látványos diffrakciós kísérletek bemutatására ezen lézerek miként használhatók.

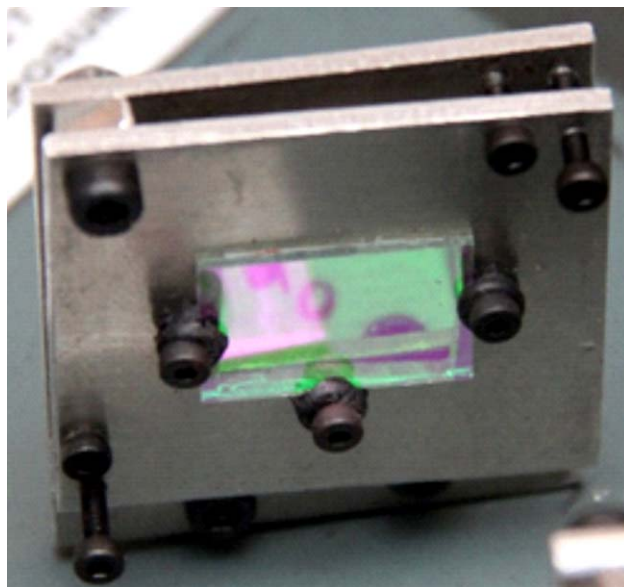
A lézerek nem veszélytelenek, ezért gyerekek kezébe csak megfelelő utasításokkal adhatók. Csoportos kísérletekre biztonságosabbak a fénykibocsátó diódák (LED-ek). A mobiltelefon vakujával egyszerű, LED-eket tartalmazó áramkörök segítségével a rácson való elhajlási kísérletek remekül megmutathatók, az elhajlási képet befolyásoló tényezők megvizsgálhatók. Ilyen ötletek találhatók a cikk második felében.

Fényinterferencia és -elhajlás lézermodulokkal

A fényelhajlás hullámhosszfüggését a fehér fény diffrakciós képe jól szemlélteti. A gyerekek fejében ugyanakkor nehezen áll össze az a kép, hogy a fehér fény összetett, és a rács segítségével (vagy prizmaival) bonthatjuk alkotó elemeire. Ezért érdemes megmutatni azt is, hogy az a fény, amely a rácson esik különböző összetevőket tartalmaz, és a rácson való elhajlást követően újra alkotó elemeire „bomlik”. Erre a célra készítettem egy demonstrációs eszközt, amelyhez három, különböző színű lézermodult alkalmaztam fényforrásként: ibolyát (450 nm), zöldet (532 nm) és vöröset (650 nm) [5–7].

A lézernyalábok összekeverésének egy lehetséges vázlatja az 1. ábrán látható. Az egymás mellől párhuzamosan érkező nyalábokat tükrök, fényosztók és két lyuk segítségével egy vonalba lehet állítani.

A kereskedelemben viszonylag olcsón kaphatók olyan fényosztók, amelyek hullámhosszérzékenyek [8, 9]. Ezek segítségével kevesebb veszteséggel lehet a különböző színű lézerek fénysugarát párhuzamosan és egymáshoz állítani, mint közös fényosztókkal. A vörös lézert olyan fényosztóval állítottam a zölddel párhuzamosan, amely a zöldet átengedi, a vöröset visz-



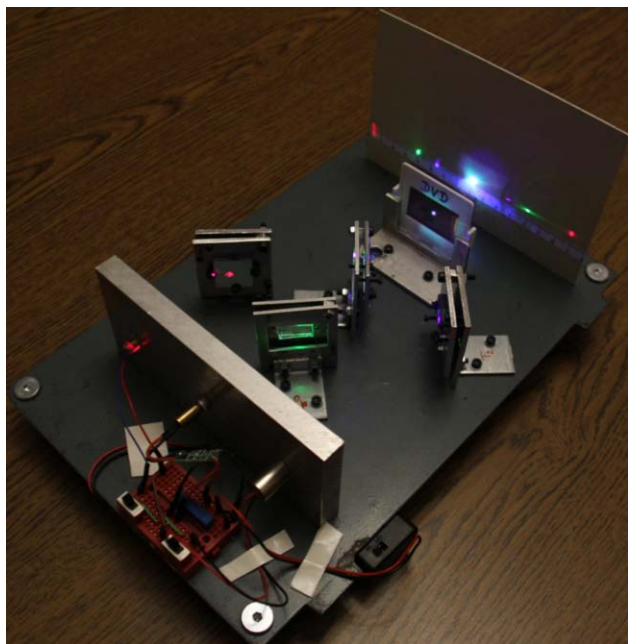
2. ábra. A dönthető fényosztó.

szaveri. Az ibolya színű lézert vörösre és zöldre áteresztő, ibolyára visszaverő fényosztóval kevertem a vörös és a zöld mellé. A nyaláb irányítását segítő felületi tükrök a fizikaszertár hulladék optikai eszközei közül kerültek ki, azokat csak méretre kellett vágni.

A nyalábok pontos összeállítása dönthető tükrök, illetve fényosztók segítségével lehetséges. A tükröket, illetve a fényosztókat tartó részeket hulladékban kidobott alumíniumlemezekből készítettem.¹ Egy ilyen dönthető fényosztó látható a 2. ábrán. Minden tartó két lemezből áll, az egyikkel a tükrötartót az alaplaphoz rögzíttem (2. ábra, hátsó lemez), a másik ehhez képest állítható, dönthető (2. ábra, első lemez). A két lemez az egyik sarkán (2. ábra, bal felső sarok) egy távtartó segítségével van összecsavarozva. Ez forgástengelyt biztosít a döntéshez. Az összecsavarozott sarkokkal szomszédos két sarok két-két csavart tartalmaz, az egyikkel szétfeszíteni, a másikkal összehúzni lehet a lemezeket, és ezáltal a tükrök két tengely mentén lesz állítható. A tükröket, illetve a fényosztókat csavarok és műanyag alátétek segítségével a tartókhoz rögzítettem.

A rendelkezésre álló fényosztók meghatározták azt, hogy a zöld színű lézerhez kell állítani a többi. A lézereket az alaplaphoz képest olyan magasra helyeztem, hogy fénysugaruk a beállítás után az általam barkácsolt diakerettartóba helyezett dia közepén menjenek át. A zöld nyalábot átlőttem egy, a diába helyezett 1 mm átmérőjű lyukon és körülbelül 5 méter távolságban a falra vetítettem. Ahhoz, hogy a többi nyaláb a zölddel egybe essen, át kell vetülniük a lyukon és zölddel párhuzamosan kell továbbhaladniuk. A pontosság érdekében egy kamera segítségével monitorra vetítettem az 5 méterre lévő célkeresztre eső folt képét. Először a vörös, majd az ibolya lézert állítottam párhuzamosan a zöld lézerhez. A beállítást követően láthatóvá vált az összetett, fehér színű fény.

¹ A dönthető tükrök megvalósításához alapötletként a Lézer-Sólyomszem holografikus kamera tükrötartói szolgáltak [11].

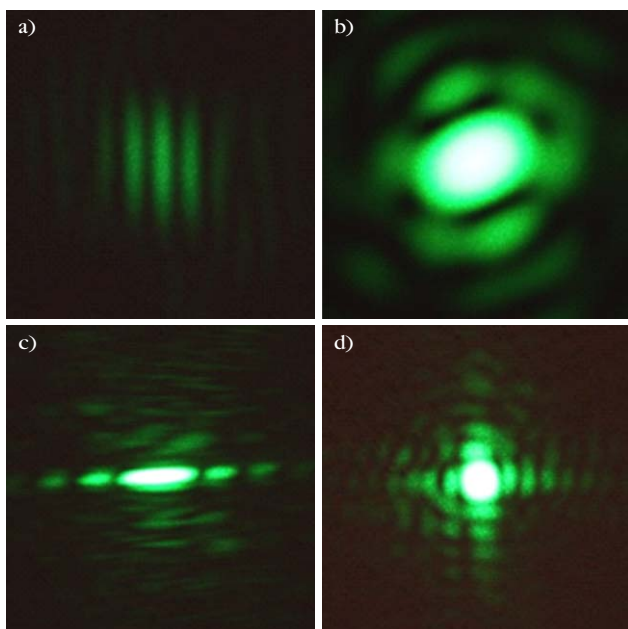


3. ábra. A három különböző hullámhosszú lézernyalábot egyesítő készülék DVD rácson való elhajlás bemutatása közben.

Ez figyelhető meg a 3. ábra elhajlási képe nulladik rendjében. A 3. ábrán az is látható, hogy a fentiekben leírt módon összetett fényt a DVD-ből készített rácscs – a rácson való elhajlás hullámhosszfüggésének megfelelően – alkotó elemeire bontja.

A demonstrációs eszközben a lézereket külön-külön lehet ki-be kapcsolni. A diakerettartó stabil elhelyezése lehetővé teszi, hogy a megfelelően elkészített lyukakat, réseket, illetve rácscsokat – akár sötétben is – behelyezzünk. A rácson való elhajlás hullámhosszfüggésének bemutatásán túl a készülék alkalmas a lyukon, résen

4. ábra. Interferencia két, egymástól 0,1 mm távolságra lévő 0,2 mm-es lyukon (a), elhajlás 0,2 mm-es kör alakú lyukon (b), 0,25 mm-es résen (c), illetve 0,3 mm × 0,3 mm-es négyzet alakú résen (d).



való elhajlás, illetve a kétlyukas, kétréses interferencia frontális demonstrálására is. Ilyen interferencia, illetve elhajlási képeket láthatunk a 4. ábrán.

A különböző színű lézereket együtt vagy külön-külön használva és különböző jellegű akadályokat alkalmazva megvizsgálhatók az elhajlás-, illetve az interferenciaképek kialakulását befolyásoló tényezők. Az eszköz segítségével az emelt szintű szóbeli érettségi egyik jól ismert kísérlete sokkal mélyrehatóbban elvégezhető, elemezhető, mint egy adott hullámhosszúságú lézerrel.

Fényelhajlás rácson lézermutatókkal

Lényegesen egyszerűbb és a fény összetevődését mellőző kísérletben a rácson való elhajlás hullámhosszfüggése könnyedén megmutatható. Webáruházakban olcsón vásárolhatunk különböző színű lézermutatókat [10]. A lézermutatók párhuzamosan egymás fölé helyezhetők Bunsen-állványok segítségével, vagy más alkalmas eszközzel (5. ábra). Az eléjük tartott rácson elhajló kép meggyőzően mutatja be a hullámhosszfüggést. Célszerű a nyalábokat a lehető legközelebb helyezni egymás fölé, mert a rácscsok általában kis méretűek.

Fényelhajlás rácson LED-ek segítségével

Ahogy a legtöbb kísérletnél, a fényelhajlás jelenségének megismeréséhez is célszerű az eszközöket a gyerekek kezébe adni. Ilyen esetben lézerek helyett inkább a veszélytelen LED-ek szolgálhatnak fényforrásként.

A legkézenfekvőbb megoldás, ha fehér fényforrásként a mobiltelefon vakuját használjuk. A jelenséget először két különböző rácsállandójú rácscsallal, ennek hiányában DVD-ből, illetve CD-ből készített rácscsallal célszerű megvizsgálni. Ehhez adott távolságra helyezzük az egyik rácscsot (például a DVD lemezt) és a vaku fényének két oldalán megláthatjuk az elhajlási rendeket (6.a ábra). A nulladik rend fehér lesz, az első rendben

5. ábra. Az elhajlás hullámhosszfüggésének bemutatása lézermutatók segítségével.



láthatjuk a felbontott fehér fény különböző hullámhosszú összetevőit. A rács és a fényforrás távolságát változtatva észrevehetjük, hogy az elhajlási rendek közelednek, illetve távolodnak a nulladik rendtől. Ha ugyanarra a távolságra másik (például CD-ből készült) rácsot helyezünk (6.b ábra), akkor megfigyelhetjük az elhajlási rendek nulladik rendhez képesti eltérő helyzetét.

A jelenség mélyebb megismerését teszi lehetővé, ha a fehér LED mellé összetevői színét is felhasználjuk. Próbapanelbe (megfelelően méretezett ellenállásokkal sorba kötve) egy sorba rakunk, vagy egyszerűen egymás mellé forrasztunk piros, zöld, kék, illetve fehér LED-eket (7.a ábra). Rácsainkat adott távolságon tartva a fentiekben leírt egyszerű vizsgálatokat elvégezhetjük. Ez esetben olyan rácsot célszerű használni, amelyben a rések egyenes vonalak (7.b és c ábrák), de a CD, illetve a DVD ráccsal is megfigyelhető és értelmezhető a jelenség. A 7.b, illetve 7.c ábrákon jól látható, hogy a piros LED fény jobban elhajlik, mint a kék, és össze is tudjuk hasonlítani a fehér LED elhajlási képével, így maga a kísérlet szolgáltat magyarázatot a fehér fény elhajlási képére.

Elektronikai alkatrészeket forgalmazó boltokban színváltó LED-et is lehet vásárolni, amellyel a kísérlet „mozgalmasabbá” tehető.

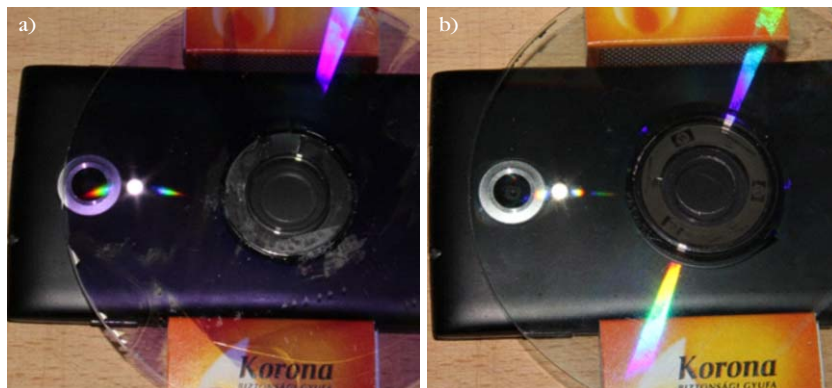
Összegzés

A fényelhajlás és a fényinterferencia bemutatására láthatunk pár ötletet egyszerű, olcsó és mindennap használatos eszközökkel. Lézermutatók, lézermodulok, LED-ek és a mobiltelefon vakuja szolgáltak fényforrásként. Saját készítésű rések, lyukak, továbbá házilag könnyen elkészíthető, valamint olcsón megvásárolható rácsok segítettek a jelenségek bemutatásában. A kísérletek egy része megtekinthető a *bvenczy* Youtube csatornán [12].

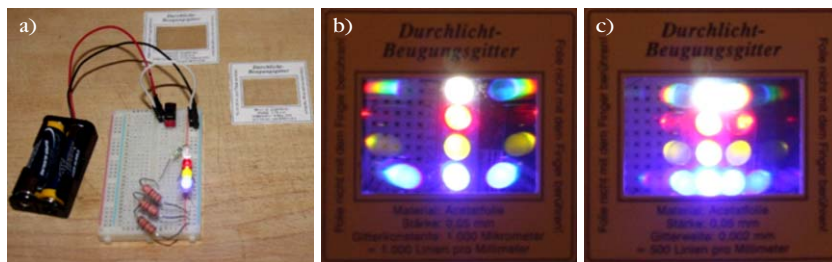
Irodalom

- Jarosievitz B.: BYOD and Turn to your Neighbours. In: *Studies from Education and Society*. (szerk. T. J. Karlovitz) International Research Institute (2016) 67–72.
- Jarosievitz B.: The impact of ICT and multimedia used to flip the classroom (Physics lectures) via Smart phones and tablets. *Pro-*

- ceedings of the 20th International Conference on Multimedia in Physics Teaching and Learning. (szerk. T. Lars-Jochen, R. Girwidz) European Physical Society, September 9–11, 2015; LMU Munich, Germany; Volume 39B (2015) 357–363.
- <http://astromedia.eu/Material-fuer-Selbermacher/OPTI-Media-Filterfolien/Das-Durchlicht-Beugungsgitter.:266.html?XTCSid=n91j8hchl1ak4hdcp8kt7ljq13>
- <http://astromedia.eu/Material-fuer-Selbermacher/OPTI-Media-Filterfolien/Das-Durchlicht-Beugungsgitter.:153.html>
- <http://www.ebay.com/itm/Focusable-5mw-10mW-405nm-Violet-Blue-Laser-Dot-Diode-Module-LD-3vdc-5vdc-/170925300482?hash=item27cbf11b02:m:m2 ITE2aTEaLOYJKlxhAqg>
- <http://www.ebay.com/itm/INDUSTRIAL-LAB-APC-3-0-3-7V-532nm-Green-Laser-5mw-10mW-Line-Module-Diode-Lazer-/111299032239?hash=item19e9f074af:g:6QQAASwmpDdU7pke>
- <http://www.hestore.hu/search.php?sf=lézer>
- <http://www.ebay.com/itm/2x-RGB-Optical-Laser-Lens-Pass-Green-Pass-Red-Reflect-Blue-25x25x1-1mm-/191117229901?hash=item2c7f797f4d:g:X4QAASwmp8VUit2I9>
- <http://www.ebay.com/itm/2x-RGB-Optical-Lens-Pass-Green-Reflect-Red-20-15-1-1mm-/191138191253?hash=item2c80b95795:g:WFAAMXQyY1TTh7z>
- <http://www.ebay.com/itm/3PCS-Green-Blue-Violet-Red-Light-Beam-Powerful-5MW-Laser-Pointer-Pen-/151710913495?hash=item2352acd3d7:g:NxsAAOSwl8NVd-ZY>
- Gyimesi F., Borbély V., Kiss T. R., Szigethy D., Szigethy A., Bogár I.: Új lehetőségek a nyomástartó rendszerek ellenőrzésében – Lézer-Sólyomszem/V holografikus kamerával, In: *A nyomástartó rendszerek tervezésével, gyártásával, szerelésével kapcsolatos újabb kibívások*. (szerk. Ilinyi J.) 33. Balatoni (volt Csupaki) Ankét: Siófok, Magyarország, 2012. 10. 11–13., Százhalombatta: Gépipari Tudományos Egyesület (GTE), Paper B11. (2012)
- <https://www.youtube.com/user/bvenczy>



6. ábra. Fehér fény elhajlása preparált DVD (a), illetve CD (b) rácsokon.



7. ábra. Próbapanelbe helyezett LED sor (a) és a fényelhajlás 2 μ m-es (b), illetve 1 μ m-es rácsállandójú rács (c).

tudós leszek fizikából

feladatmegoldó szakkör középiskolásoknak

Feladatmegoldó fizikaszkör indult 9–10. osztályos középiskolásoknak az ELTE-n. A foglalkozásokra minden héten szerdán, 15:15 és 17:00 óra között ELTE TTK Fizikai Intézet (1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/A.) Ortvytermében (0.81) kerül sor. Előzetesen jelentkezni nem kell, elég megjelenni a szakköri foglalkozások bármelyikén. A szakkör mindenki számára nyitott és ingyenes. Részletek: <http://tudosleszek.elte.hu/>



FOGÁSZATI RÖNTGENFILMEK A FIZIKÁBAN

Fülöp László, Takács Kristóf

BMSZC Trefort Ágoston Két Tanítási Nyelvű Szakgimnáziuma

Röntgenső

A jobban felszerelt középiskolai szertárak nélkülözhetetlen kelléke a szikrainduktor és a régmódi, ma már csak didaktikai célokat szolgáló kisülési röntgenső (1. ábra). Tanórákon a csövet csak megmutatják, és elmagyarázzák működési elvét. Iskolánkban az előző években a készülék egy tanítás nélküli munkanapon volt bekapcsolva, amikor a tanár GM-csöves mérésekkel kimutatta az antikatód iránya által meghatározott sugárzási teret, és a kisülési cső elé helyezett, a sugárvédelmet biztosító védőfal (az asztalra helyezett 10 cm vastag, 50×35 cm méretű, ón-ólom ötvözet) mögötti normál háttérsugárzást. Ez a fal egy személynek tökéletes védelmet nyújt. A következőkben leírt kísérletek alatt, a cső működése közben, a szertárban – a védőfal mögött – csak a tanár tartózkodott. (A működő röntgensőről okostelefonnal 16 másodperces videót készítettünk, amely megnézhető szertárunk Facebook-oldalán [1].)

Az az ötletünk támadt, hogy az órákon sokszor elismételt, és minden tankönyvben leírt 1895-ös Röntgen-, valamint az 1896-os Becquerel-kísérletet próbáljuk meg többé-kevésbé élethűen reprodukálni. És sikerült! Könnyen kezelhető, önelőhívós fogászati röntgenfilmet használtunk, ami nem igényel sötétszobát, vegyszereket stb. A filmtasakhoz illesztett előhívós vegyszert a besugárzás után átpréseljük a filmre, amit 50 másodperc elteltével kivesszünk, lemosunk és kész a felvétel. A 2.a ábra egy kondenzátor röntgenképét mutatja. A kondenzátort (2.b ábra) cellulozsalaggal rögzítettük a filmre, 15 másodperc besugárzást követően egy perc előhívási idővel nyer-



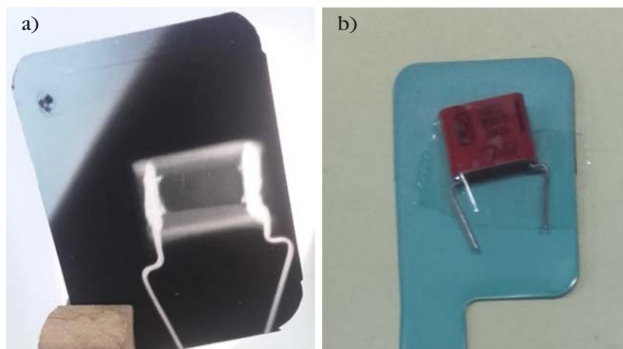
1. ábra. A kisülési cső a szikrainduktorral. Hátul, a fekete táskában ón-ólom lemezek találhatók, ez az „egyszemélyes” védőfal.

tük a képet. Ámde egy röntgenfelvétel akkor az igazi, ha csontok látszódnak rajta! Éppen ezért a tanár a mutatóujjára cellulozta a filmet, és – csak az alsó karját kidugva a védőfal mögül – 15 másodpercet tartotta a röntgenső sugárzási terében [1]. Még egy szakorvos számára is kiértékelhető képet készítettünk (3. ábra).

Radioaktivitás

A középiskolák fizikaszertárában rendszerint megtalálható egy – átlátszó, fél centi vastag műanyag dobozban tárolt – Am-241 radioaktív minta (4.a ábra). Az amerícium 241 hosszú felezési idejű ($T_{1/2} = 432,2$ év), α -sugárzó izotóp, és noha fajlagos aktivitása nagy ($A = 117$ GBq/g), mégis biztonságos, mert az α -sugárzást a tároló doboz elnyeli. Viszont kinyitva, és a GM-cső ablakához nagyon közel tartva, a számláló egy másodperc alatt kiakad a nagy beütésszámtól.

2. ábra. a) A kondenzátor röntgenképe némileg túlexponálva. b) A kondenzátor a 3×4 cm-es filmtokra cellulozva.



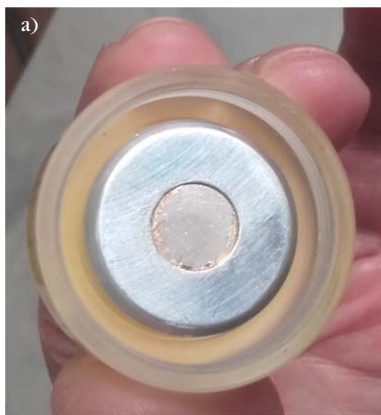
Fülöp László harminchárom éves pályafutásából húsz évet a kispesti, egykori nevén a Trefort Ágoston Kéttannyelvű Szakközépiskolában tanított. 2001-ben tehetség-gondozásért Ericsson-díjjal jutalmazták.



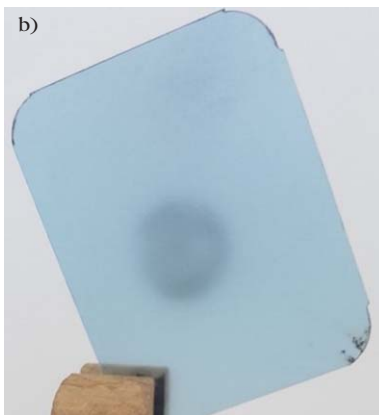
Takács Kristóf a BMSZC Trefort Ágoston Két Tanítási Nyelvű Szakgimnáziuma 11. osztályos tanulója. Tanulmányait az Eötvös Loránd Tudományegyetem Informatikai Karán szeretné folytatni. Különösen a kísérletek és mérések számítógépes feldolgozása érdekli.



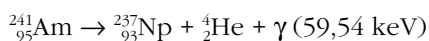
3. ábra. A mutatóujj röntgenképe. A csontok illeszkedésénél kis sérülés látszik.



4. ábra. a) Az Am-241 forrás képe, a fényképezés idejére a doboz tetejét lecsavartuk. b) A kör alakú minta sötételési képe.



Az Am-241 – részletek a [2]-ben – legnagyobb, 85% valószínűséggel bekövetkező bomlási sémája:



A kísérő γ -sugárzást – energiája alapján – ideális lehet az 50-70 kV-on működő modern röntgengépekhez készített film besugárzásához. (Az 59,54 keV energiájú γ -sugárzást, ami 35% valószínűséggel jelenik meg az alfa mellett, valamint a Np 13,9 keV, 17,8 keV és 21 keV energiájú röntgen- és a kisebb valószínűséggel megjelenő 26,4 keV-es γ -fotonokat röntgenfluoreszcenciás vizsgálatokhoz használják [2, 3].) Ezek alapján az Am-241-es mintát érdemes a becsomagolt röntgenfilmre helyezni, hosszan rajta tartani. Ekkor azt várjuk, hogy kísérletünk eredményeként a filmen sötét foltként feltűnik a minta alakja. És valóban, 44 órás expozíciós idővel a 4.b ábrán látható felvételt sikerült készíteni.

A kísérlet után GM-csöves mérés következik. A röntgenfilm 0,25 mm vastagságú tasakjából egy darab-

kát kivágtunk, ezzel letakartuk az Am-241 forrást, majd a GM-csövet a biztonsági ablakvédő nélkül egészen ráengedtük. A számlálás így már kényelmesen elvégezhető. Percenként 77 beütést mértünk (a háttér 18 beütés/perc), hiszen az α -részecske elnyelődött, de a kísérő γ -foton áthaladt a tasak anyagán. Másképp fogalmazva, a GM-számláló hangja és a röntgenfilmen látható kép összhangban vannak egymással.

A röntgenfilmek könnyű kezelhetősége lehetővé tette, hogy még legalább 40 tanulságos és elgondolkodtató, az optika témakörébe vágó képet készítsünk, de újabb, nukleáris fizikával kapcsolatos kísérletek is folyamatban vannak. Alaposabb vizsgálatok és mérések után reméljük, hogy eredményeinkről rövidesen beszámolhatunk.

Irodalom

1. <https://www.facebook.com/fulopfizika>
2. <https://en.wikipedia.org/wiki/Americium-241>
3. https://en.wikipedia.org/wiki/X-ray_fluorescence

KITÜNTETÉSEK

Eötvös József-koszorú

A Magyar Tudomány Ünnepe alkalmából az MTA Elnöksége által adományozott díjat vehette át

Érdi Bálint, az MTA doktora, az ELTA Földrajz- és Földtudományi Intézet Csillagászati Tanszék professor emeritusa a klasszikus fizikához tartozó égi mechanikának a hagyományokat a modern felfogással ötvöző műveléséért, az égi mechanika fél évszázados oktatásáért, a témában alapl műveknek számító tankönyveier;

Horváth Ferenc, az MTA doktora, az ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék professor emeritusa, a geofizika területén elért, nemzetközileg is kiemelkedő eredményeiért, iskolateremtő munkásságáért.

Wigner Jenő-díj

A Paksi Atomerőmű Zrt. és a díj kuratóriuma idén *Tóth Ivánnak* adományozta a termohidraulika és reaktorbiz-

tonság területén végzett, nemzetközileg is elismert munkásságáért, amely meghatározó szerepet játszott a Paksi Atomerőmű biztonságot fejlesztő projektjeiben.

Pungor Ernő-díj

A hazai és nemzetközi tudományos élet kiemelkedő alakja emlékének méltó megőrzésére alapított díjat *Kukovecz Ákos*, a Szegedi Tudományegyetem docense vehette át az egydimenziós nanoszerkezetekből készíthető nanopórusos rendszerek kutatása területén elért eredményeiért.

Trefort Ágoston-díj

Elismerésben részesült *Härtlein Károly*, a BME TTK mesteroktatója három évtizedes, a fizikaoktatás és népszerűsítés területén végzett kimagasló munkájáért.

Gratulálunk a kitüntetésekhez!



A **National Instruments** világszerte régóta támogatja az élmény alapú oktatást. Az NI oktatásfilozófiája szerint fontos felkészíteni a jövő innovátorait, hogy meg tudják oldani a nagy műszaki kihívásokat, ezért a képzés minden szintjén valós mérnöki feladatok elé állítjuk őket.

Egyik legfontosabb eszközünk ezen az úton a **myDAQ** termékünk, ami többek között a Magyar Kereskedelmi és Iparkamara 2010. évi Innovációs Díját is megkapta. Somogyi Anikó és tanítványai 391. oldalon található cikkéből többet is megtudhat arról, hogy a szoftveresen definiált mérés technika miként változtatja meg az oktatást már Magyarországon is.

