

fizikai szemle

The background of the entire page is a high-magnification microscopic image of a textured surface. It features a complex, repeating pattern of circular or hexagonal cells, each containing smaller, more intricate structures. The overall color palette is a range of warm, golden-brown and yellow tones, with some darker, almost black, circular voids or depressions scattered throughout the pattern. The lighting creates a sense of depth and highlights the granular nature of the material.

2013/11

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:

Szatmáry Zoltán

Szerkesztőbizottság:

Bencze Gyula, Czitrovszky Aladár,
Faigel Gyula, Gyulai József,
Horváth Gábor, Horváth Dezső,
Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Lendvai János,
Németh Judit, Ormos Pál, Papp Katalin,
Simon Péter, Sükösd Csaba,
Szabados László, Szabó Gábor,
Trócsányi Zoltán, Turiné Frank Zsuzsa,
Ujvári Sándor

Szerkesztő:

Füstöss László

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A folyóirat e-mail címe:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

<http://www.fizikaiszemle.hu>



A címlapon:

A La Palma szigetén felállított 1 m
átmérőjű svéd naptávcső felvételein
előtűnik a napfoltok finomszerkezete.
A 2003. augusztus 14-i kép 436,4 nm
hullámhosszon készült (©SST/Svéd
Királyi Tudományok Akadémia).

TARTALOM

<i>Kálmán Béla:</i> Mi a baj a napfoltokkal?	365
<i>Patkós András:</i> Mekkora a kvarkok tömege?	368
<i>Hraskó Péter:</i> Az óraparadoxonról	374
<i>Márk Géza, Vancsó Péter, Biró László Péter:</i> Lehet-e tökéletes nanoelektronikai eszközöket készíteni tökéletlen grafénból?	381

VÉLEMÉNYEK

<i>Bencze Gyula:</i> Csillagok háborúja	386
---	-----

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Jendrék Miklós:</i> Hogyan tanítsuk könnyen, érdekesen a fizikát?	387
<i>Hömöstreit Mihály:</i> Ifjú Fizikusok Nemzetközi Versenye	392

HÍREK – ESEMÉNYEK

<i>B. Kálmán:</i> The periodicity of sunspots: what is wrong with it?	
<i>A. Patkós:</i> The mass of quarks	
<i>P. Hraskó:</i> The paradox of twins	
<i>G. Márk, P. Vancsó, L. P. Biró:</i> Perfect devices of nanoelectronics from faulty graphenes?	

OPINIONS

<i>G. Bencze:</i> The “ranging” of eminent scientists’ merits	
---	--

TEACHING PHYSICS

<i>M. Jendrék:</i> How to teach physics in an easy and interesting way	
<i>M. Hömöstreit:</i> International Young Physicists’ Tournament	

EVENTS

<i>B. Kálmán:</i> Die Periodizität der Sonnenflecken: was stimmt hier nicht?	
<i>A. Patkós:</i> Die Masse der Quarks	
<i>P. Hraskó:</i> Das Zwillingenparadoxon	
<i>G. Márk, P. Vancsó, L. P. Biró:</i> Fehlerfreie Elemente der Nanoelektronik aus fehlerhaften Graphenen?	

MEINUNGSÄUSSERUNGEN

<i>G. Bencze:</i> Gibt es eine Rangordnung hervorragender Wissenschaftler?	
--	--

PHYSIKUNTERRICHT

<i>M. Jendrék:</i> Wie lehrt man Physik leicht und interessant?	
<i>M. Hömöstreit:</i> Internationaler Wettbewerb junger Physiker	

EREIGNISSE

<i>Б. Кальман:</i> Периодичность солнечных пятен: Тут что-то неладно	
<i>А. Паткош:</i> Масса кварков	
<i>П. Храшко:</i> О парадоксе близнецов	
<i>Г. Марк, П. Ванчо, Л. П. Биро:</i> Возможно ли изготовление безупречных составных нанозлектроники из ошибочных графенов	

ЛИЧНЫЕ МНЕНИЯ

<i>Д. Бенце:</i> Возможно ли сравнение достижений крупных научных деятелей?	
---	--

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

<i>М. Ендрек:</i> Как обучать физике легко и интересно?	
<i>М. Гёльштрей:</i> Международный конкурс юных физиков	

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését anyagilag támogatják:



Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

LXIII. évfolyam

11. szám

2013. november

MI A BAJ A NAPFOLTOKKAL?

Kálmán Béla
MTA CsFK Csillagászati Intézet

A naptevékenységi ciklus

A kutatók aktív emlékezete többnyire legfeljebb 50 évre nyúlik vissza: jól emlékeznek az egyetemen tanultakra és a pályafutásuk alatt történetekre, de az ennél régebbi megfigyeléseket már csak az irodalomból ismerik (ha érdeklődők). Emiatt volt nagy felbolydulás a napfizikusok körében az utóbbi 5-6 évben, mert a napfoltok szokatlanul kezdtek viselkedni. A naptevékenység vizsgálata a csillagászat olyan területe, amelynek közvetlen gyakorlati haszna is van (lásd *Ludmány András* cikkét a *Fizikai Szemle* 2012. júniusi számában). A jelenségek fizikai alapja a Napon található mágneses terek időbeli változása, amelyek legkönnyebben látható jelei a napfoltok. Ezek magjában erős (0,2-0,4 T), a felszínre közel merőleges mágneses mező található, amely leállítja a konvektív energiaszállítást a mélyből, valamint lehetővé teszi a jobb energiátranzportot a magasabb rétegekbe (kromoszféra, korona), így a foltmag (umbra) hőmérséklete nagyjából 2000 fokkal alacsonyabb a környezet 6000 K körüli hőmérsékleténél. A mostani napciklus egyik „legfoltosabb” Napját az 1. ábra mutatja.

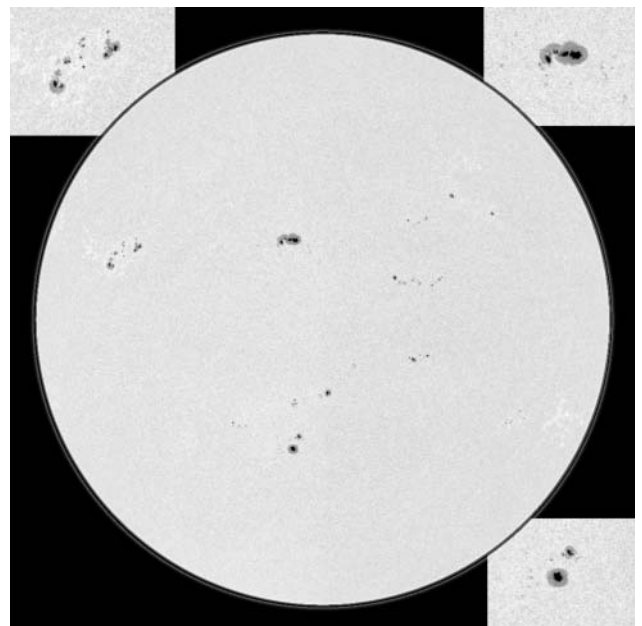
Galileo Galilei és *Christopher Scheiner* 1610-es évek eleji megfigyelései után a napfoltokkal nem sokat tudtak kezdeni a csillagászok. Az érdeklődés akkor nőtt meg, amikor a 19. század közepén *Alexander von Humboldt* a *Kosmos* 3. kötetében közölte egy német amatőrcsillagász, *Heinrich Schwabe* megfigyeléseit, miszerint a napfoltok számában egy körülbelül 10 éves ciklus figyelhető meg. A világhírű Humbolt könyvét „röptében” azonnal fordították németből angolra, és az angol fordító hölgy *Edward Sabine* felesége volt. Sabine az angol birodalomban végzett földmágneses észleléseket koordinálta és dolgozta fel, így azonnal észrevette, hogy a napfoltok száma és a földmágneses háborgások száma párhuzamosan változik. Ezzel vette kezdetét a Nap földi hatásainak, az

űridőjárásnak tanulmányozása. Ekkor állította fel Zürichben csillagvizsgálóját *Rudolf Wolf*, ennek egyedüli feladata a napfoltok számának megfigyelése és a régi megfigyelések újbóli feldolgozása volt. Ő vezette be a naptevékenység jellemzésére a róla elnevezett *Wolf-féle napfolt-relatívszámot*, amelynek definíciója:

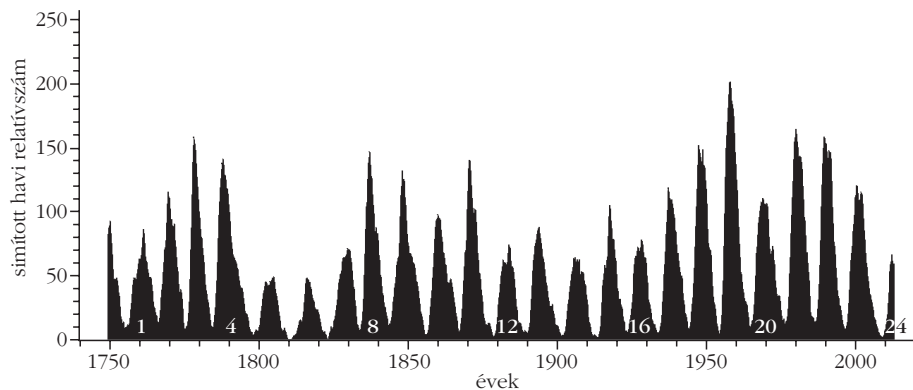
$$R_z = k(10g + f),$$

ahol R_z a relatívszám, k a megfigyelőtől és az obszervatóriumtól függő normáló szorzó, g a napfoltcsoportok száma, f pedig az egyes foltok össz-száma.

1. ábra. A Nap 2013. május 16-án ($R_z = 135$, egyik legnagyobb ebben a maximumban). Kinagyítva néhány jelentősebb napfoltcsoport (NASA Solar Dynamics Observatory).



Wolf a történelmi feljegyzésekből 1849-től tudott az adott év minden egyes napjára megfigyeléseket gyűjteni, így megállapítani a napciklus menetét (2. ábra), az átlagos hosszának 11 év körüli érték adódott, elég nagy szórással. Mind a ciklusok magassága, mind a hossza eléggé változó (1. táblázat). Az első, teljesen napi észlelésekkel lefedett ciklust Wolf 1-gyel jelölte meg, amely számozás azóta is használatban van. Eszerint most a 24.



2. ábra. A naptevékenység alakulása 1750 óta, a ciklusok számozásával.

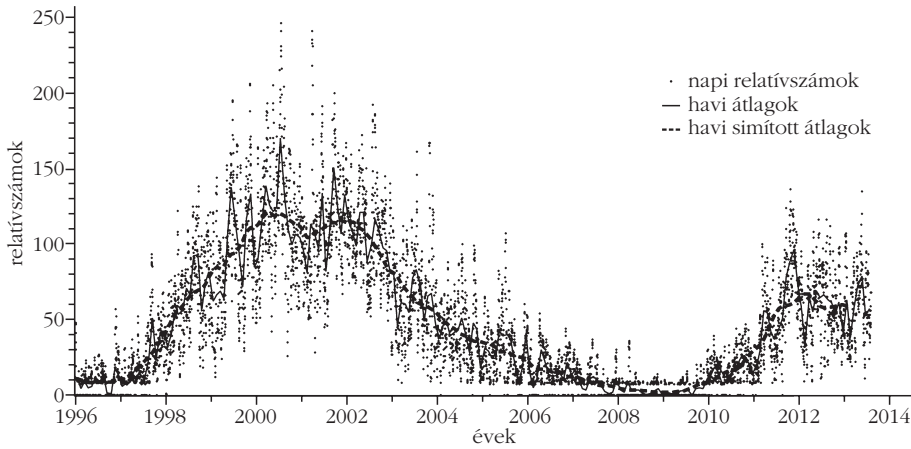
ciklus zajlik. A 3. ábrán, amely a 23–24. ciklusokat mutatja, a relatívszám más tulajdonságait is megfigyelhetjük. A definíció szerint a legkisebb, nullától különböző értéke ($k = 1$ esetén) 11. Jelenleg általában $k = 0,8$, így a legkisebb értékek 8 körüliek. Az is látható, hogy a napi értékek erősen szórnak, ezért célszerű például havi középértékeket venni a naptevékenység átlagos szintjének meghatározásához. Ez a görbe is még erős ingadozásokat mutat (a nagyobb napfoltcsoportok élettartama körülbelül hónap nagyságrendű), ezért a napciklusok meghatározásához (Wolf szerint) 13 hónapos mozgó közepelést alkalmaznak, a két szélső pont 0,5 súllyal szerepel. Az így meghatározott átlagot hívják *simított napfolt-relatívszám*nak. A megadott maximum- és minimumértékek és -időpontok erre vonatkoznak. Emiatt bizonytalanok a napfizikusok, amikor választ kell adni arra, hogy bekövetkezett-e már a napfoltmaximum (-minimum). Ezt ugyanis csak a tényleges maximum (minimum) után legalább 10 hónappal lehet eldönteni (vagy még akkor sem).

A jelenlegi ciklus furcsaságai

A 23. ciklus a szokás szerint folyt, a napfizikusok az azt megelőző 4 (19–22.) ciklus alatt elkényelmesedtek, mert azok hossza mind 11 év körüli volt (4. ábra). Igaz, magasságuk különbözött, de a 23. ebbe még beleillett. A maximumban sem volt semmi szokatlan, elég tipikus a kettős csúcs. Az első a ciklus elejére jellemző, amikor sok kis folt van, a második akkor alakul ki, amikor a felszín alatti konvektív zóna már megtelik az addigi foltcsoportok mágneses erővonalainak kötegeivel és elszaporodnak a bonyolult csoportok. (A Nap anyagának állapota miatt a plazmában a mágneses tér diszzipációs lecsengése évszázados nagyságrendű!) Ezután elkezdődött a relatívszám csökkenése, és 2004 végén még nyugodtan jósolták a szakemberek 2006-ra a minimumot, 2010-re a 24. ciklus előzőhöz hasonló magasságú maximumát. A csökkenés azonban egyre laposodott, és az új ciklus foltjai csak nem akartak megjelenni. Ezeket ugyanis az egyenlítővel való nagyobb távolságuk és a lecsengő ciklus foltcsoportjaihoz képest fordított mágneses szerkezetük miatt könnyen meg lehet különböztetni. Még 2008 elején sem értük el a mi-

nimumot, bár január 4-én már megjelent egy fordított mágneses szerkezetű kis foltcsoport a Nap északi félgömbjén. Ekkor jelentek meg olyan címekkel hírek, mint *Hova lettek a napfoltok?* vagy *Megszűnik a naptevékenység?*, a szakemberek pedig nem nagyon tudták, hogy mit jósoljanak. Először fordult elő, hogy a követ-

1. táblázat					
A naptevékenységi ciklusok adatai					
ciklus-szám	minimum ideje	R_z min.	maximum ideje	R_z max.	hossz (év)
1.	1755,21	8,4	1761,46	86,5	11,17
2.	1766,38	11,2	1769,71	115,8	9,08
3.	1775,46	7,2	1778,38	158,5	9,25
4.	1784,71	9,5	1788,13	141,2	13,58
5.	1798,29	3,2	1805,13	49,2	12,25
6.	1810,54	0,0	1816,38	48,7	12,75
7.	1823,29	0,1	1829,88	71,5	10,59
8.	1833,88	7,3	1837,21	146,9	9,67
9.	1843,54	10,6	1848,13	131,9	12,42
10.	1855,96	3,2	1860,13	98,0	11,25
11.	1867,21	5,2	1870,63	140,3	11,75
12.	1878,96	2,2	1883,96	74,6	11,17
13.	1890,13	5,0	1894,05	87,9	11,92
14.	1902,04	2,7	1906,12	64,2	11,50
15.	1913,54	1,5	1917,62	105,4	10,08
16.	1923,62	5,6	1928,29	78,1	10,08
17.	1933,71	3,5	1937,29	119,2	10,42
18.	1944,12	7,7	1947,37	151,8	10,16
19.	1954,29	3,4	1958,20	201,3	10,51
20.	1964,79	9,6	1968,87	110,6	11,41
21.	1976,20	12,2	1979,96	164,5	10,00
22.	1986,20	13,0	1989,54	158,5	10,17
23.	1996,37	8,0	2000,29	120,8	12,59
24.	2008,96	1,7	2012,12?	66,9?	
átlag:					10,57



3. ábra. A legutóbbi és a jelenlegi, 23–24. napszciklus.

kező ciklusra nem egy, hanem két különböző előrejelzést adott ki az ezzel megbízott testület, mert a szavazáskor két egyforma tábor alakult ki a korábbi, magasabb, illetve későbbi, alacsonyabb maximum pártján.

A 24. ciklus azonban, ha későn is, de megindult, és jelenleg is tart. Az előző öthöz képest alacsonyabb, de messze nem elhanyagolható, komolyabb flerek és földi hatások is előfordultak már, például 2011 októberében vagy 2013 májusában. A 23. és 24. ciklus közötti szokotlanul mély és elhúzódó minimum azonban komolyan befolyásolta a bolygóközi teret. A Naprendszeret betölti a Nap legkülső, ritka és néhány millió fokos rétegéből, a *napkoronából* állandóan sugárirányban kifelé áramló és a napkorona mágneses tereit is magával hordozó *napszél*. Ez a csillagközi térben egy buborékot, a *belioszférát* alakítja ki, amelyen belül a napszél a meghatározó. Külső határát, amely a Nap–Föld-távolság körülbelül százszorosánál található, mostanában lépik-lépték át a Voyager űrszondák. A napszél „gubancos” mágneses tere szétszórja a Tejútrendszerből érkező nagy energiájú galaktikus kozmikus sugárzás részecskéit, ezért minél magasabb a naptevékenység (több mágneses tér jut a napszélbe), annál kevesebb nagy energiájú galaktikus részecske jut hozzánk. (Ennek speciális esete az egyes nagy napflerek után a galaktikus kozmikus sugárzás erősségében hirtelen bekövetkező, majd néhány nap alatt megszűnő csökkenése, az úgynevezett Forbush-

hatás, amelyet a flerből kidobódott bolygóközi plazma felhő mágneses mezeje okoz.) Az elmúlt mély minimum során eddig nem látott magasságokba jutott a mért galaktikus kozmikus sugárzás.

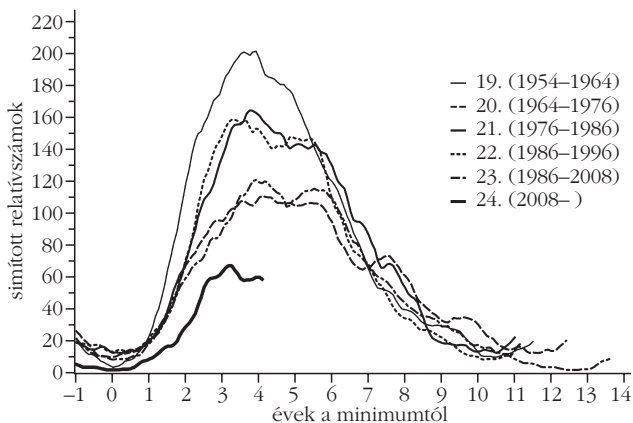
A folyamatban lévő ciklus, bár alacsony, egyáltalán nem rendkívüli. A kutatók elővették a régi adatsorokat, és több hasonló, vagy még gyengébb ciklust, mélyebb minimumot is találtak (5. ábra, 1. táblázat). A kezdeti, aránylag gyors növekedés után már látható volt, hogy csak körülbelül fele olyan

magas lesz a mostani maximum, mint az előző. Sőt 2012 végén már látható volt, hogy a simított relatív szám februárban egy helyi maximumot ért el 66,9-del, és utána csökkent. Lehetséges, hogy elértük már a maximumot? Egy 2013 eleji előadásomban azt a választ adtam, hogy lehetséges, de várjuk ki a végét! Ha megnézzük az 5. ábra hasonló ciklusait, még erős ingadozás várható (be is következett), és nem kizárt, hogy jön még egy, az eddiginél magasabb maximum, mint a 12. vagy 16. ciklusban. Ezért legalább 2015-ig kell várni, hogy megmondhassuk, mikor is volt valóban a 24. naptevékenységi ciklus maximuma.

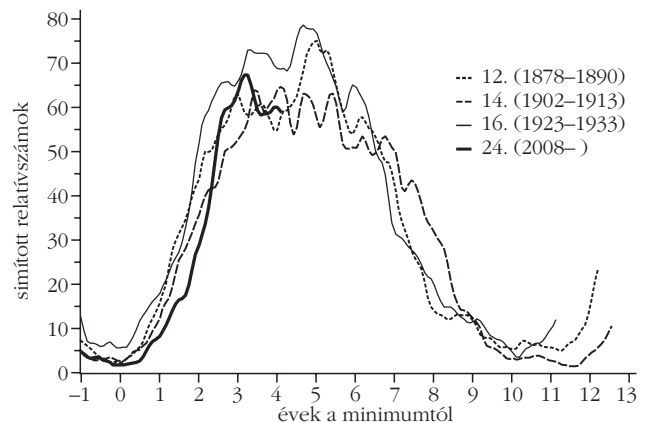
A napfolt-relatív számok problémája

A napfoltciklussal jelentkező problémák felvetették a naptevékenység hosszú távú változásai mellett az adatok megbízhatóságának problémáját is. A klímaváltozás kutatásában szerepet játszhat például az, hogy magasabb naptevékenység esetén néhány ezrelékkal megnő a Nap össz-sugárzása, a napállandó. A relatív szám, bár nem fizikai mennyiség, mégis jellemzi a naptevékenység intenzitását, ebből van a leghosszabb adatsor, és más, szintén a naptevékenységgel párhuzamosan változó geofizikai paraméterek esetében megállapítható egy korrelációs összefüggés, így azok múltbéli viselkedése

4. ábra. Az utóbbi 5 ciklus a mostanival összehasonlítva.



5. ábra. A mostanihoz hasonló korábbi ciklusok.



is kiszámolható. Évszázados változások elemzéséhez azonban még nem elég hosszú a Wolf-féle adatsor, ezért *Douglas Hoyt* és *Kenneth Schatten* kidolgozták a csoport-relatívszámot, amely az egyes foltokat nem veszi figyelembe, így sok régi megfigyelés felhasználhatóvá válik. Ezáltal és további kéziratok régi megfigyelések felkutatásával a naptevékenységi ciklust 1612-ig visszamenőleg rekonstruálni tudták, így az egyéb kutatások részére felhasználható adatsor terjedelme két és fél évszázadról négy évszázadra nőtt.

Az ilyen hosszú adatsorok esetében viszont fontos az adatok homogenitásának vizsgálata, nem történtek-e változások a mérési módszerekben. Az utóbbi években *Leif Svalgaard* kezdett ezzel a kérdéssel intenzíven foglalkozni, több nemzetközi konferenciát is szervezett a napfoltszámok kérdéskörében (<http://ssnworkshop.wikia.com/wiki/home>). A végső cél, hogy egy nemzetközileg elismert, megbízható adatsort hozzanak létre a napfolt-relatívszámokból, és megállapítsák az összefüggéseket a különböző geofizikai és más úridőjárási paraméterekkel. Már látszik, hogy az eddig használt adatokban két, korrigálásra szoruló ugrás is van: az 1946 előtti zürichi relatívszámokat meg kell szorozni egy 1,20-os faktorról, az 1885 előtti csoport-relatívszámokat pedig egy 1,47-os faktorról. Ez a két korrekció megszünteti a látszólagos ugrást egyes összefüggésekben, valamint kiegyenlíti a naptevékenység menetét. Eddig ugyanis úgy tűnt, hogy a naptevékenység folyamatosan növekszik az utóbbi két évszázadban. Pontosítani kell még az 1600-1800 közötti időszak adatait is.

Eltűnnek a napfoltok?

Egy másik érdekes jelenségre *William Livingston* és *Matthew Penn* amerikai kutatók hívták fel a figyelmet. Az arizonai Kitt Peak obszervatóriumban rendszere-

sen mérték a napfoltok mágneses terének erősségét, valamint a foltok magjának kontrasztját (sötétségét, hőmérsékletét). Az 1990-es évek végén elkezdett mérésorozatot azt mutatta, hogy a napfoltok mágneses terének erőssége fokozatosan csökken, ezzel kontrasztjuk is, azaz a foltok magja egyre melegebb és világosabb lesz. Ugyanekkor a napfoltszám és a napkoronából származó 10,7 cm-es hullámhosszú rádiósugárzás összefüggése is kezdett eltérni az eddigi értékektől. A mágneses térerősségek eloszlását alaposabban megnézve, a kutatók normális Gauss-eloszlást találtak egy átlag körül, amely átlag az idő előrehaladtával csökkent.

A jelenséget a kutatók a következőképpen magyarázták. Régóta ismert, hogy a legkisebb napfoltokban is legalább 0,15 T fluxussűrűségű mágneses tér található, ennyi minimálisan szükséges a sötét folt kialakulásához. Feltételezik viszont, hogy a napkorona rádiósugárzásánál nincs ilyen küszöbérték. Ezért, ahogy idővel csökken a mágneses tér koncentrációja, egyre kevesebb folt lesz. A kutatók az ezután következő, 25. napfoltciklus magasságát még a jelenleginél is kisebbre jósolják, extrapolált görbéjük szerint 2040-re teljesen el is tűnhetnek a napfoltok.

E sorok írója ettől nem tart. A 17 évre terjedő mérések szórása elég nagy, és ennek lineáris extrapolációja mindig veszélyes egy jóval hosszabb időskálájú jelenség esetében. Ráadásul most éppen egy közepes napfoltmaximum utáni alacsony csúcs közelében vagyunk, ami elhúzhatja az illesztést, tehát valószínűleg ismét erősödni fog a naptevékenység.

A Nap mindig tartogat valami meglepetést a kutatók számára, de ezzel segíti is a kutatókat. A napciklus tartalmaz egy jelentős véletlenszerű komponenst is, ezért olyan nehéz az előrejelzése. Az ilyen váratlan események azonban hasznosak a tudomány számára, mert segítenek szétválogatni a lényegest az esetlegestől.

MEKKORA A KVARKOK TÖMEGE?

Patkós András
ELTE Atomfizikai Tanszék

Szabad kvarkot nem látott senki. Makroszkopikus geometriájú pályán nem észlelték mozgásukat külső elektromágneses tér hatására, így tehetetlen tömegükről nincs információ. Súlyos tömegük mérésére sincs módszer.

Ebben a cikkben nem foglalkozom a súlyos és a tehetetlen tömeg viszonyával, amelynek értelmezése a gravitációs kölcsönhatás einsteini elméletéhez vezetett. Elemi (vagyis szubatomi) részecskék esetében csak a tehetetlen tömegre vonatkozó ismeretek alakulásának bemutatása lehet a cél. Ehhez bevezetésként a cikk első részében átfutunk a tehetetlen tömeg megjelenési formáin a makroszkopikustól a nukleáris szintig terjedő méretskálájú testek mozgástörvényeiben. Ezt követően megbeszéljük a nem túl intenzív kölcsönhatásoknak az

összetett (több elkülönült rész kötött állapotaként létező) rendszerek tömegére gyakorolt hatását az atommag esetén. Végül a harmadik részben mutatom be mindazokat a megfontolásokat, amelyekkel az 1960-as évtized elejétől napjainkig a tömeg tulajdonságát igyekeztek társítani a kvarkokkal a szubnukleáris (kvarkszintű) jelenségek különböző aspektusainak értelmezése során. Ennek a sokféle szemszögből vizsgálható, egyelőre még nem eléggé koherens, de izgalmas képnek a bemutatása szándékával fogtam e cikk megírásához. Sok vonatkozásban követem *F. Wilczek* [1] és *H. Leutwyler* [2] közelmúltban megjelent esszéinek tartalmát, amelyeket kiegészíték néhány további, általam érdekesnek tartott, a tömeg mikrofizikai szerepére vonatkozó megfontolással.

Testek tömege a klasszikus és a kvantumfizikában

A newtoni tömeg

A testek gyorsulását *Newton* két tényező hányadosára vezette vissza. Azonos mértékű ráhatás (azaz erő) különböző testeket azok inerciája/tehetetlensége mértékével, azaz tömegével fordított arányban gyorsít:

$$\text{gyorsulás} = \frac{1}{\text{tömeg}} \cdot \text{erő}.$$

A tömeg a test elemi (más tulajdonságra vissza nem vezethető) állandósult tulajdonsága. Két test tömege az egyes tömegek összege.

A tehetetlenség mértékét jellemző tömeg teljesebb neve *tehetetlen tömeg*, megkülönböztetésül a gravitációs erőhatásban arányossági tényezőként fellépő *súlyos tömegtől*. A newtoni klasszikus mechanikai mozgást a részecske(rendszer) Lagrange-függvényével és az abból származtatott Euler-Lagrange-egyenletekkel lehet meghatározni:

$$L = K(\text{mozgási energia}) - V(\text{potenciális energia}),$$

$$K = m \cdot \frac{1}{2} v^2.$$

Ebben a tehetetlen tömeg (m) helye egyértelmű: az egyes pontszerű kiterjedésűnek idealizált testek mozgási energiája kifejezésében az $(1/2)v^2$ kifejezés együttthatója. Ez a mennyiség független a potenciális energiától, így a tömeg a kölcsönhatásmentesen szabadon mozgó test tulajdonsága, amely a mozgás során nem változik. Két test együttes azonos sebességű mozgásakor tömegük összeadódik.

A klasszikus mozgások között a mágneses momentummal rendelkező semleges részecskék (például egy ezüst atom vagy egy neutron) inhomogén mágneses térbeli mozgását meghatározó egyenletben is elrejtőzik a tehetetlen tömeg. Ezt az egyenletet a mágneses térbe helyezett mágnesű potenciális energiájából származtathatjuk:

$$V = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{H}(\mathbf{x}).$$

A $\boldsymbol{\mu}$ mágneses momentum abszolút értéke (μ) az *Amperè*-től származó köráram-elképzelés alapján visszavezethető a tömeg (m) és az elektromos töltés (e) segítségével a köráramban mozgó részecskék pályamenti mozgásának impulzusnyomatékára (\mathbf{L}):

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{e}{2m} \mathbf{L}.$$

Elemi részecskék esetében a pálya menti mozgás helyére a saját impulzusmomentum (spin) lép megszorozva az úgynevezett giromágneses tényezővel, aminek nagysága elektronokra jó közelítéssel 2:

$$\boldsymbol{\mu}_e = \frac{e}{m_e} S_e, \quad S_e = \frac{\hbar}{2}.$$

A Zeeman-hatáshoz kapcsolódó spektroszkópiai mérések igazolják, hogy az ezüstatom pályájának eltéréseit okozó erőben az atom legkülső elektronháján található páratlan elektronjának mágneses momentuma lép fel, azt pedig valóban az elektron tehetetlen tömege határozza meg. (A gyorsulás nagysága természetesen az atom teljes tömegével fordítva arányos.)

Az einsteini tömeg

A relativisztikus sebességtartományban egyértelművé válik az energia (E) és az impulzus (p , lendület) elsődlegessége. Ezekre a mennyiségekre lineáris megmaradási tételek érvényesek, a tömeg viszont nemlineáris kapcsolatban áll velük:

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2.$$

Nem-relativisztikus mozgás ($p \ll mc$) esetén

$$E \approx mc^2 \left(1 + \frac{p^2}{2m} \frac{1}{mc^2} \right),$$

amiből az energia megmaradása alapján azonnal látszik, hogy két test együttes tömege csak akkor tekinthető (közelítőleg) állandónak, ha a nem-relativisztikus mozgási energia sokkal kisebb a nyugalmiánál:

$$E_{\text{teljes}} \approx (m_1 + m_2) c^2 + \left(\frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} \right).$$

A magreakciók adták az első példát arra, hogy a reakcióban résztvevő magoknak és az abban keletkező termékeknek sem az össztömege, sem a teljes newtoni mozgási energiája önmagában nem marad meg.

Hangsúlyozható még, hogy kizárólag az einsteini mechanika keretében értelmezhető nulla tömegű részecskék létezése, amelyek energiája és impulzusának nagysága véges értékeket futhat be egymással arányban:

$$E = pc.$$

Tömeg a kvantumfizikában

de Broglie megfeleltetést javasolt a részecskeszerű tulajdonságok (E , p) és a hullámszerű tulajdonságok (k hullámszám és ω körfrekvencia) között:

$$E = \hbar \omega, \quad p = \hbar k.$$

Ennek következtében a szabad mozgás energiáját az impulzus segítségével megadó klasszikus fizikai képletek a hullámszerű viselkedés jellemzőit összekapcsoló disperziós relációkká alakulnak:

$$\hbar \omega = \frac{(\hbar k)^2}{2m} \quad (\text{nem-relativisztikus eset}),$$

$$(\hbar \omega)^2 = (\hbar k c)^2 + (m c^2)^2 \quad (\text{relativisztikus eset}).$$

A frekvenciát a hullámszám függvényében meghatározó összefüggés alapján megkonstruálható az a hullámegyenlet, amelynek valószínűségi síkhullám-amplitúdó megoldását, mint határozott impulzussal és energiával jellemzett szabad mozgást végző kvantumobjektum elméleti leírását értelmezzük. A nem-relativisztikus mozgáshoz a Schrödinger-egyenlet tartozik, míg a relativisztikus hullámegyenletek alakja függ a kvantumrészecske saját impulzuszórájától (spinjétől).

Nulla spin esetén a Klein–Gordon-egyenlet adja a φ hullámmamplitúdó dinamikáját:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \varphi(x, t) = \left(\frac{m c}{\hbar} \right)^2 \varphi(x, t),$$

feles spin esetén a Dirac-egyenletből számítható a ψ spinoramplitúdó:

$$\left(i \gamma_\mu \partial^\mu - \frac{m c}{\hbar} \right) \psi(x, t) = 0.$$

Mindkét egyenlet értelmezhető úgy, mint valamely Lagrange-függvénnyel definiált rendszer Euler–Lagrange-egyenlete. A tömeget tartalmazó tagok a Lagrange-sűrűségben potenciális energia jellegűek:

$$V_{\text{Dirac}}^{\text{tömeg}} = \frac{m c}{\hbar} \bar{\psi} \psi, \quad V_{\text{Klein-Gordon}}^{\text{tömeg}} = \left(\frac{m c}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{2} \varphi^2.$$

(a $\bar{\psi}$ -vel jelölt szimbólum az úgynevezett Dirac-adjungált amplitúdó.) A kvantumrészecskék világában a korrespondencia elvének most vázolt alkalmazása alapján azt szokás tömegnek hívni, ami a szabad hullámterjedés egyenleteit meghatározó Lagrange-sűrűségekben a fenti alakú (egyéb részecskékre a megfelelő hasonló jellegű) járulékok együtthatóiként jelennek meg.

Az elektron vagy a müon kvantumelméletének alkalmazásaiból meghatározott tömegparaméterek igen pontosan egyeznek a klasszikus mechanika relativisztikus vagy nem-relativisztikus mozgásegyenleteiben fellépő mennyiségekkel. Arra a következtetésre jutunk, hogy a tömeg különböző megközelítésben történő meghatározásaiban ugyanaz a fizikai tulajdonság nyilvánul meg.

Mi a helyzet a kvarkok esetében, amelyek szabad mozgását még soha nem észlelték. Úgy tűnik, hogy csak kötött állapotban fordulnak elő. Ezért a kvarkok világának vizsgálata előtt az atomi és nukleáris skálájú összetett részecskék tömegére vonatkozó ismereteink áttekintésével foglalkozunk. Ezek tükrében még világosabban tűnnek majd elő a szubnukleáris tartomány furcsaságai.

Atom- és magfizikai összetett rendszerek tömege

Vonzó kölcsönhatás alkalmas két test véges tartományra kiterjedő kötött állapotának kialakítására. A kötött rendszer tömegközépponti rendszerében mérhető energiája az egyes alkotórészek tömegenergiája mínusz

a kötési energia, amely a relativisztikus tömeg-energia kapcsolat alapján az összetett rendszer tömegenergiaként értelmezendő. A hidrogénatom esetén a proton $938 \text{ MeV}/c^2$ és az elektron $0,51 \text{ MeV}/c^2$ tömege mellett a $13,6 \text{ eV}$ kötési energia az össztömeg tízmilliomod része, a könnyebbikének tízezrede. Tehát a kötött állapot tömege nagyon jó közelítéssel az összetevők tömegének összege. Nagyobb rendszámú (Z) atomoknál a belső héjakon elhelyezkedő elektron kötési energiája egyre nő, miután $E_{\text{kötési}} \sim (Z\alpha)^2 - \alpha$ a finomszerkezeti állandó $\approx 1/137$, és közel kerülhet az elektron nyugalmi energiájához. Ez izgalmas kvantum-elektrodinamikai folyamatokat eredményezhet a $Z \geq 130$ tartományban, amelyek azonban a rendszer tömege szempontjából elhanyagolható hatásúak.

Az atom tömegét az atommag tömege dominálja, amely maga is nukleonok (neutron és proton) kötött állapota. Az egy nukleonra jutó kötési energia elérheti a 10 MeV értéket, ami a teljes rendszerre jelentős tömegdefektust eredményez. Ennek értéke az össztömegnél sokkal kisebb, a legjelentősebb esetben sem haladja meg a százalékos hatást. Az atommagban a nukleonok megőrzik individuális jellegüket, ezen alapszik a magok sikeres héjmodellje. A nukleonokon belüli erők sokkal intenzívebbek, mint a magok közötti erőhatás. A kvantum-kromodinamika szemszögéből nézve utóbbiak a molekulák közötti van der Waals-erőkkel állíthatók párhuzamba. Ezen erők töltésfüggetlenségének (a proton és a neutron azonos intenzitással hat kölcsön a magban) kvarkszintű értelmezésére még a cikk legvégén visszatérünk.

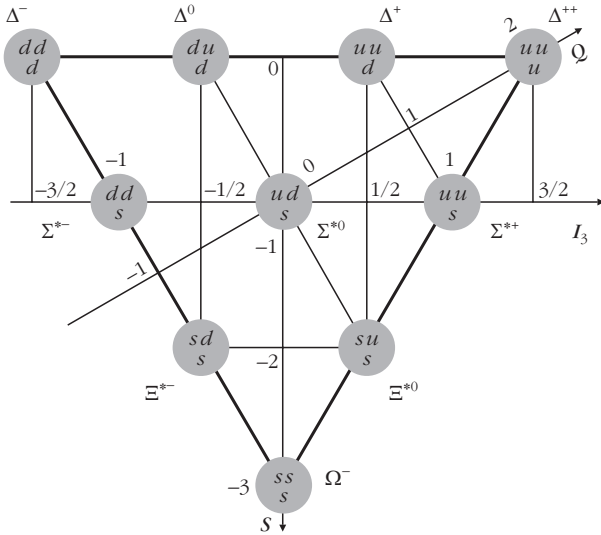
Miután környezetünk hőmozgásból származó energiasűrűsége nem elegendő ahhoz, hogy az atommagok akár csak kis hányada alapállapotából spontán átkerüljön a néhány MeV-vel magasabb gerjesztett állapotok valamelyikébe, ezért a makroszkopikus anyag tömege additívan épül fel a szerkezetnélkülinek mutatkozó nukleáris alkotórészekéből. A gyenge kölcsönhatási (bétabomlási) folyamatok energiája a kötési/gerjesztési energia nagyságrendjébe esik, ám ezek a folyamatok olyan ritkák a stabil magokban, hogy nem veszélyeztetik az additív newtoni tömeg koncepciójának alkalmazását. Tehát a makroszkopikus tömeg eredetét firtató kérdés a mag alkotórészei tömegének eredetére irányul.

Kvarkokból összetett hadronok tömege

Konsztituens kvarkok

A kötött rendszerekről imént felelevenítették alapján természetesnek találjuk, hogy a kvarkmodellre vonatkozó kezdeti elképzelések a nukleonokat három kvark kis kötési energiájú kötött állapotaként igyekeztek értelmezni. Az u és d kvarkok nyugalmi tömegét a proton és a neutron tömege alapján (az izotopikus spinszimmetria sérülését elhanyagolva) 300 – $320 \text{ MeV}/c^2$ -re becsülték:

$$m_u = m_d = \frac{1}{3} M_N.$$



1. ábra. A 10-tagú barion-dekuplett elhelyezkedése a ritkaság-izospin síkon. A részecskék által kirajzolt háromszög legalsó csúcsán elhelyezkedő $S = -3$ ritkaságú rezonancia tömegének előrejelzése volt a kvarkmodell áttöréséhez vezető első felfedezés.

A kvark hullámfüggvényeket pedig úgy szerkesztették meg a barion-multiplettekre, hogy azok az $SU(3)$ izoszimmetria irreducibilis ábrázolásait feszítsék ki.

A mezon-multiplettekre ez az egyszerű modell egyáltalán nem működik, ott kiegészítik a Szaharov és Zeldovics által javasolt hiperfinom kölcsönhatással, amelyet a kvarkok közös λ „erős töltésével” definiált kromomágneses momentumaival képeznek:

$$H_{\text{mezon}} = \sum_q m_q c^2 + \lambda^2 \sum_{q,q'} \frac{1}{2m_q} \mathbf{s}_q \cdot \frac{1}{2m_{q'}} \mathbf{s}_{q'}.$$

Az additív kvarkmodell első nagy sikere a 10 tagú barion-dekupletthez fűződik (1. ábra). Ennek legalacsonyabb tömegű határozott izospinű részét az $I = 3/2$ Δ -kvartett adja, amelynek átlagos tömege $1232 \text{ MeV}/c^2$. Hullámfüggvényeikben kizárólag u és d kvark található. Egyiket a ritka s kvarkra cserélve adódik az $1384 \text{ MeV}/c^2$ átlagtömegű Σ -triplett ($I = 1$), majd újabb nem-ritka-ritka cserével kapjuk a Ξ -dubletet ($1533 \text{ MeV}/c^2$). A majdnem egyenlő közül, körülbelül 150 MeV nagyságú növekmény alapján, a tömegek additívitasát feltéve, következtetni lehet az s és az (u, d) kvarkok tömegkülönbségére és megjósolható az akkor még nem ismert három ritka kvarkból álló Ω^- -szinglett tömege. Az előrejelzést követve 1964-ben a CERN buborékkamra-detektorának felvételén megtalálták ezt a részecskét $1672 \text{ MeV}/c^2$ tömegnél. A kis kötési energiájú kvarkok kötött állapotának elképzelését elsőként ez a felfedezés támasztotta alá.

A mezonok (kvark-antikvark kötött állapotok) esetében a Szaharov–Zeldovics-modellből számolható spektrum a vektormezonokra elég pontos tömegértékeket szolgáltat, de a könnyű pszeudoskalár oktette túl kis tömegértékek adódnak (például a pionra 140 MeV helyett 50 MeV körüli érték).

Annál látványosabb az additív kvarkmodell sikere a nehéz (c és b) kvarkokból felépülő mezonokra pél-

dául a charmónium- vagy a bottomónium-családra. Ez esetben az egy gluonkvantum kicseréléséből származtatható Coulomb-jellegű potenciálhoz a kvarkok bezárását biztosító lineáris potenciált adva és alkalmas tömegeket választva a nem-relativisztikus Schrödinger-egyenlettel egy sokszintes gerjeszthetőségű kötött állapoti rendszer kísérleti spektrumát nagy pontossággal lehet reprodukálni mind a $c\bar{c}$, mind a $b\bar{b}$ rendszer esetén. (A nehéz mezonok spektroszkópiáját részletesen bemutattam a *Fizikai Szemle* olvasóinak a közelmúltban írott cikkemben [3].)

Az additív kvarkmodell másik máig ható sikere a neutron és a proton mágneses momentumának értelmezéséhez fűződik. A proton és a neutron additív mágnesesmomentum-operátorainak

$$\hat{\mu}_p = \frac{e_u}{m_u} (\hat{S}_{u1} + \hat{S}_{u2}) + \frac{e_d}{m_d} \hat{S}_d$$

$$\hat{\mu}_n = \frac{e_d}{m_d} (\hat{S}_{d1} + \hat{S}_{d2}) + \frac{e_u}{m_u} \hat{S}_u$$

a megfelelő kvarkhullámfüggvényekkel vett várható értékét kiszámolva azt kapjuk, hogy

$$\langle p | \hat{\mu}_p | p \rangle = \frac{\hbar}{6} \left(4 \frac{e_u}{m_u} - \frac{e_d}{m_d} \right),$$

$$\langle n | \hat{\mu}_n | n \rangle = \frac{\hbar}{6} \left(4 \frac{e_d}{m_d} - \frac{e_u}{m_u} \right).$$

Az izospin-invariancia sérülését elhanyagolva, a kvark-tömegek előbbi egyszerű becslését használva

$$\langle p | \hat{\mu}_p | p \rangle = 3 \frac{e\hbar}{2M_N}, \quad \langle n | \hat{\mu}_n | n \rangle = -2 \frac{e\hbar}{2M_N}$$

adódik. A mag-magnetonnak hívott $e\hbar/2M_N$ együtthatóira kísérletileg mért értékek a protonra $2,79$, a neutronra $-1,91$.

Vajon mi lehet a magyarázata, hogy az atomfizikai analógiára épülő (kis kötési energiát feltételező) modell a nagyobb tömegű hadronok esetében egyre jobb leírást ad?

Lagrange-i kvarkok

A kvantum-kromodinamika (QCD) teljes elméletének megoldásától azt is reméltük, hogy megvilágítja a tendencia hátterét. Azonban a közelmúltban a számítógépes szimulációval elvégzett ráctérelméleti nagypontosságú spektrumszámításoknak nagy visszhangot kapott eredményei arra a következtetésre vezettek, hogy a QCD Lagrange-sűrűségének az u, d, s kvarkokat jellemző tömegtagjaiban a fentebb becsülteknél jóval kisebb tömegparamétereket használva lehetett reprodukálni a barionok és mezonok tömegeit. A Fodor Zoltán vezette Budapest–Marseille–Wuppertal (BMW) együttműködés (budapesti csoportját Katz

Sándor vezeti) tökéletes izotopikus szimmetriát feltételező számításának a mért hadronspektrum legfontosabb multipliettjei tömegével való egyezése (2. ábra a [4] cikkből) mindmáig egyik legfontosabb bizonyítéka annak, hogy a QCD az erős kölcsönhatások helyes elmélete. A pontos rácsszámolásokban használt Lagrange-sűrűség tömegparamétereit fogadja el a kvarkok tömegként az elemi részek hivatalos táblázata is, az ismeretek bizonytalanságát kifejező következő tömegintervallumokat adva meg:

$$\bar{M} = \frac{1}{2} (M_u^{rác} + M_d^{rác}) = 3,2-4,4 \text{ MeV}/c^2,$$

$$M_s = 90-100 \text{ MeV}/c^2.$$

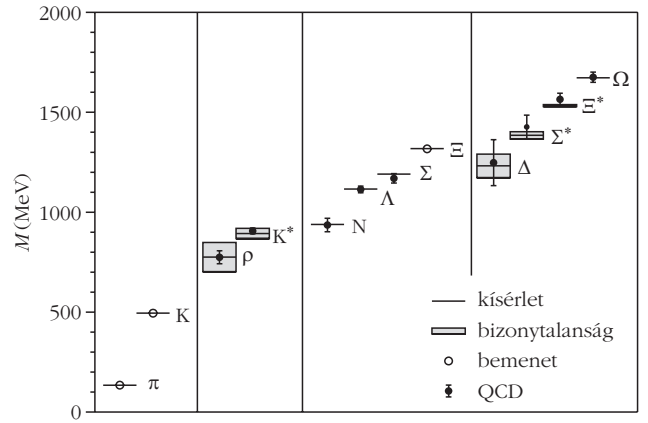
A lényegében egzakt rácsszámolás eredménye nem volt teljesen váratlan. *M. Gell-Mann* már az 1970-es évek elején feltételezte, hogy a kötött állapotokban (hadronokban) feltételezett nagyobb tömegű, úgynevezett konzituens kvarkok és az elméletet definiáló Lagrange-sűrűségben szereplő elemi kvarkterek nem azonosak, hanem közöttük az erős kölcsönhatások dinamikája által meghatározott bonyolult transzformációs kapcsolat tárható fel. *H. Leutwyler* 1974-ben kidolgozta e reláció legegyszerűbb változatát [5] és abból a mezontömegek és a kvark Lagrange-i tömegparamétere között a

$$3 M_u (M_p - M_u) F_p = (M_\pi^2 - M_u^2) F_\pi$$

relációt vezette le. Itt a ρ -index a semleges ρ -mezon, a π -index a semleges pion adataira vonatkozik. Az F mennyiségek a megfelelő mezont alkotó kvark-antikvark pár szétsugárzásával (annihilációjával) bekövetkező bomlás amplitúdói. A másodfokú egyenlet M_u -ra megoldva az a megoldás a jó, amelyben M_π nullához tartásakor a kvarktömeg is nullához tart. Így kapta az 5,4 MeV becsült értéket a Lagrange-i M_u tömegparaméterre.

A könnyű kvarkok tömegparaméterének járuléka a hadronok tömegéhez tehát elhanyagolhatónak tűnik. Az energia forrása nem lehet a kötési energia, hiszen az negatív! Jobban hasonlítható a helyzet ahhoz, ahogyan *Abraham* és *Lorentz* a Coulomb-térben tárolt energia révén kívánta értelmezni az elektromosan töltött mikroszkopikusan kicsiny (pontosan?) elektron tömegét. A hadronok esetében a kvarkok keltette gluonokból és kvark-antikvark párokból álló ingadozások energiája lehet a fő járuléka a tömeghez.

A kvantum-kromodinamika aszimptotikus szabadsága segít értelmezni a különböző tömegű kvarkok által keltett különböző erősségű gluontereket. A kvarkok tömegenergiája az a skála, amelyen erős töltésük hatását észleljük: növekvő tömeggel egyre gyengébb a keltett gluonterek intenzitása. Ez a hatás szinte elhanyagolható a c , b és t kvarkra, azaz ezek dinamikai megnyilvánulásában is a Lagrange-i tömegparaméter lép fel. Feltehető, hogy a könnyű kvarkok külön-külön hoznak létre egy-egy, könnyű kvark-antikvark párokat is tartalmazó gluonfelhőt. Az egyes kvarkokkal társuló



2. ábra. A Budapest–Marseille–Wuppertal-kollaboráció rácsszimulációval kiszámított tömegspektruma a könnyű hadronok tartományában. A mérési pontok körüli dobozok a nyugalmi tömegek bomlási szélességből származó bizonytalanságát, míg a teli pontok, az egyszerűsített statisztikai szórás is feltüntetve, az elméleti QCD-számítás hibáját jelzik. A [4] publikációból.

fluktuációk klaszterszerűen állandósulva alkotják azokat az objektumokat, amelyeket konzituens kvarkokként kezelünk. E konzituensek között már kevésbé erős a kölcsönhatás, ami hasonlatossá teheti a hadronok belső szerkezetét az egyes atommagok belső szerkezetét meghatározó α -klaszterek esetéhez.

A hadronok belső térszerkezetéről egyelőre a rácsszimulációk nem adnak felvilágosítást, így az előzőek pusztán spekulációnak tekinthetők. Határozottabb képet használ a gluonfelhőről az erős kölcsönhatások némely effektív (egyszerűsített) modellje. Az úgynevezett MIT-hadronzsákmodellben [6] a hadron belsejében a kvarkok mozgása a részecskementes alapállapotnál magasabb energiasűrűségű állapotot hoz létre, ennek értéke az úgynevezett zsákállandó. A zsák belsejében a kis tömegű kvarkok mint egy üregben, meghatározott határfeltételeket kielégítő, kvantált energiájú valószínűségi állóhullámokat alkotnak. A független kvarkállapotok és a zsák térfogatával arányos energia összege adja a hadronok tömegét, amelyben a zsákjáruléka lényeges hányadot alkot.

Egy másik modellben a kvarkok mozgásának eredményeként kvark-antikvark kondenzátum alakul ki, amelynek hatása a kvarkok önkölcsönhatása révén generál többlet-tömeget számukra. Ez *Nambu* és *Jona-Lasinio* szupravezető analógián alapuló modellje [7]. Mindkét modell elvben összekapcsolható az eredeti QCD-vel. A rácsszámolások térbeli feloldóképességének tökéletesedésével abban bízunk, hogy kideríthető lesz, vajon a könnyű Lagrange-i kvarkokból kialakulnak-e a nehéz konzituens klaszterek.

Egy létfontosságú kérdés

Marx György harmadéves fizikus hallgatóknak tartott *Elektrodinamika* előadása félétet záró óráján mutatta be az elektrontömeg klasszikus *Abraham–Lorentz*-elméletét. Az előadást olyan kérdéssel zárta, amelynek rám gyakorolt motivációja máig sem vesztett erejéből: „Mondjátok meg a modell alapján, hogy a pro-

ton vagy a neutron tömege a nagyobb?” A helyes válasz természetesen az volt, hogy a protoné, hiszen elektromágneses terének pozitív energiája hozzáadódik a semleges neutron bárhonnét is származó tömeg-energiájához. Ám közismert, hogy a Természet ellentmond ezen okoskodásnak:

$$M_{\text{proton}} = 938,27 \text{ MeV}, M_{\text{neutron}} = 939,57 \text{ MeV}.$$

Ha az Abraham–Lorentz-gondolatot követné a Természet, akkor a proton bomlana el neutronba a bétabomlással és nem jöhetnének létre stabil semleges atomok, ennek minden életbevágó (negatív) következményével!

J. Gasser és H. Leutwyler 1975-ben az erős kölcsönhatás akkor ismert adatszerű jellemzését felhasználva arra a következtetésre jutott [8], hogy a nukleonok elektromágneses tömegeltolódása érzékeny a kvarkok tömegére is. A pozitív elektromágneses energia-különbséget ellensúlyozza a d kvarknál könnyebb u kvark (színkölcsönhatásukkal gerjesztett gluonfelhőjük energiájában nincs MeV nagyságrendű különbség). Akkori megállapításuk szerint az u kvark tömege 4 MeV, a d kvarké 7 MeV körüli érték.

A ráctérelméleti módszerek energiamérési pontossága napjainkban kezdi elérni a proton-neutron tömegkülönbség kimutatásához szükséges szintet. A BMW-csoport 2013 júniusában tette közzé első mérési eredményeit, amelyek egyelőre előzetes jellegűek [9], de a barionok izomultipllettjeire a mért elektromágneses felhasadások közeljövőbeli elméleti kiszámításával bíztatnak.

Az olvasót meglepheti az izotopikus szimmetria Lagrange-i kvarkok szintjén megnyilvánuló durva(!), több, mint 50%-os sérülése. Van-e egyszerű érv ezek után a magfizikában igen jól teljesülő izotopikus szimmetriára? A gyors és egyszerű válasz az erős kölcsönhatás jellemző skálájának a kvarkok tömegéhez viszonyított nagyságában rejlik. Ez az energiaskála (szokás Λ_{QCD} -ként jelölni) a pion tömegének nagyságrendjébe esik, azaz két nagyságrenddel nagyobb a könnyű kvarkok Lagrange-i tömegei bármelyikénél. A magfizika szintjén mind az u , mind a d kvark tömegparamétere nyugodtan tekinthető nullának!

Létezésünk végső kérdéseit megvilágító záró kérdésként tehát a Lagrange-i kvarktömegek eredetéről kell beszámolnunk. Ez a kvarkok és a Higgs-részecske kölcsönhatásából származik, amely az elektro-

gyenge Standard Elmélet része. Ennek az úgynevezett Yukawa-csatolásnak nagyon hasonló az alakja a Lagrange-sűrűség korábban bemutatott tömegtagjához. Egyszerűsített képe a következő:

$$L_{\text{Yukawa}} = g_q H \bar{\Psi}_q \Psi_q.$$

Itt g_q a q kvark és a H Higgs-bozon közötti kölcsönhatás erőssége. Az elektroyenge elmélet lényegi jelensége az, hogy a Higgs-részecskét leíró térből egy állandó térsűrűségű H_0 kondenzátum jön létre. Ekkor a Yukawa-kölcsönhatás átalakul a kvarknak $g_q H_0 \hbar/c$ tömeget adó taggá. Ezzel a mechanizmussal generál a Higgs-tér minden fermionnak tömeget. Ezek nagysága a g_q Yukawa-csatolás különbözősége miatt különböző.

A Természetet multiverzumként értelmező megközelítés az egyes szomszédos univerzumokat éppen ezen csatolások különböző értékével egyéníti. Mi csak egy olyan Univerzumban létezhetünk, ahol $g_u < g_d$, de semmi sem zárja ki más állandókkal jellemezhető univerzumok létezését. Jó lenne érteni, mennyire véletlen és mennyire tipikus ezen reláció a multiverzumban. Ez nehéz kérdés, ezért megelégszünk annak hangsúlyozásával, hogy bár a proton és neutron tömegének túlnyomó részét az erős kölcsönhatás generálja, a létfontosságú proton-neutron tömegkülönbség előjelét a Higgs-hatásnak köszönhetjük!

Irodalom

1. F. Wilczek: Origins of Mass. arXiv: 1206.7114, 2012. június
2. H. Leutwyler: On the history of the strong interaction. arXiv: 1211.6777, 2012. november
3. Patkós András: Puskin utcai kvarkok. *Fizikai Szemle* 60 (2010) 331, *ibid.* 60 (2010) 370.
4. S. Dürr, Z. Fodor, J. Frison, C. Hoelbling, R. Hoffmann, S. D. Katz, S. Krieg, T. Kurth, L. Lellouch, T. Lippert, K. K. Szabo, G. Vulvert: Ab initio determination of light hadron masses. *Science* 322 (2008) 1224.
5. H. Leutwyler: Is the quark mass as small as 5 MeV? *Phys. Lett.* 48B (1974) 431.
6. A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, V. F. Weisskopf: New extended model of hadrons. *Phys. Rev.* D9 (1974) 3471.
7. Y. Nambu, G. Jona-Lasinio: Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. *Phys. Rev.* 122 (1961) 345, *ibid.* 124 (1961) 246.
8. J. Gasser, H. Leutwyler: Implications of scaling for the proton-neutron mass difference. *Nucl. Phys.* B94 (1975) 269.
9. Sz. Borsanyi, S. Dürr, Z. Fodor, J. Frison, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, Th. Kurth, L. Lellouch, Th. Lippert, A. Portelli, A. Ramos, A. Sastre, K. Szabo: Isospin splitting in the light baryon octet from lattice QCD and QED. arXiv: 1306.2287, 2013. június

Jobb egy mentőötlet mint öt mentő egylet

– írta Karinthy Frigyes az egyletistápolás margójára.

Most Társulatunk kér egyletmentő ötleteket!



Ezek az ötletek nem vesznek el,

ha a <http://forum.elft.hu>

linken, az ELFT stratégiai vitafórumán adjuk elő.



Az óraparadoxon (vagy másik nevén az ikerparadoxon) fogalmi szempontból a relativitáselmélet egyik legfontosabb következménye. A jelen dolgozat a paradoxon egy tulajdonképpen technikai jellegű, mégis zavarba ejtő aspektusával foglalkozik: A jelenség korrekt leírási módjával a *gyorsuló* óra (testvér) szempontjából. Meg fogjuk mutatni, hogy a *deszinkronizáció* fogalma alapján ez a tárgyalás teljesen átláthatóvá tehető. A cikk ezért két fejezetből áll. Az elsőben a deszinkronizációról lesz szó, magát az óraparadoxont pedig a másodikban diszkutáljuk. Mindezt praktikusán matematika nélkül tesszük, a matematikai részleteket és kiegészítéseket a két függelékben tárgyaljuk.

Az óraparadoxonról nemrég jelent meg *Bokor Nándor* dolgozata¹ a *Szemlé*ben. Bokor azt a kérdést elemzi, vajon helyes-e az az elterjedt vélekedés, hogy az ikerparadoxon oka a gyorsulás. Ha jól látom, a jelen dolgozat nem kínál új szempontot e kérdés megválaszolásához.

A deszinkronizáció

Nyugodjon egy vonat a pályatest \mathcal{J}_0 vonatkoztatási rendszerében, amelyben a Minkowski-féle (fényjelekkel szinkronizált) koordinátaidőt a sűrűn (így többek között a vonaton is) széthelyezett nyugvó virtuális (elképzel) ideális órák mutatják. Tegyük fel, hogy ezek közül kettő valóságos óra, amelyek a vonathoz vannak rögzítve. A bal oldali óra legyen az A , a jobb oldali B .

Képzeld el, hogy egy nagyon rövid fényjel „cikázik” ide-oda az órák között. A két óra helyes szinkronizáltsága következtében az a $\vec{\Delta}t$ idő, ami alatt a jel az A -ból a B -be ér, pontosan megegyezik a visszaúton eltelt $\overleftarrow{\Delta}t$ idővel. Ha az órák közötti távolság Δx , akkor mindkét időtartam $\Delta x/c$ -vel egyenlő. Az *I. táblázat* példájában $\vec{\Delta}t = \overleftarrow{\Delta}t = 10$.

1. táblázat						
A nyugvó órák mutatóállása a fényjelek visszatükrözésének pillanatában						
Az A óra mutatóállása	10		30		50	70
A B óra mutatóállása		20		40		60

Tegyük fel most, hogy a vonat elindul jobbra, eléri az U sebességet és ezután ezzel a sebességgel halad tovább. A konstans U sebességű vonat inerciarendszer, amelyet \mathcal{J} -vel fogunk jelölni.

Az A és a B óra között eközben folyamatosan cikázik ide-oda a fényjel. Az oda- és a visszaút időtartama azonban változik. Az \mathcal{J}_0 -ból (a töltésről) szemlélve a fényjel mozgását ezeket az időtartamokat a

$$c \vec{\Delta}t_0 = \Delta x_0 + U \overleftarrow{\Delta}t_0, \quad (1)$$

$$c \overleftarrow{\Delta}t_0 = \Delta x_0 - U \vec{\Delta}t_0$$

egyenletek határozzák meg, amelyekből

$$\vec{\Delta}t_0 = \frac{\Delta x_0}{c - U}, \quad \overleftarrow{\Delta}t_0 = \frac{\Delta x_0}{c + U}. \quad (2)$$

A képlet felírásánál figyelembe vettük, hogy amikor a vonat mozog, a nulla index segítségével meg kell különböztetnünk az \mathcal{J}_0 -ban mért mennyiségeket az \mathcal{J} -ben mért (index nélküli) mennyiségektől. Nekünk azonban a $\vec{\Delta}t$ -t és a $\overleftarrow{\Delta}t$ -t kifejező képletekre van szükségünk, amelyek jobb oldalán a mozgó vonaton mért Δx távolság szerepel.

Az (1) első egyenlete azt fejezi ki, hogy az A órától elinduló fényjel és a vele egyszerre U sebességgel induló B óra Δt_0 koordinátaidővel később találkozik egymással. A B órán ezalatt

$$\vec{\Delta}t_0 \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}$$

sajátidő telik el. Ezt az időtartamot jelöljük $\vec{\Delta}t$ -vel, így

$$\vec{\Delta}t = \vec{\Delta}t_0 \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}.$$

Ez a sajátidő-intervallum egyben koordinátaidő-intervallum is, hiszen a B egyike azoknak az óráknak, amelyek a vonaton a t koordinátaidőt mutatják.

Teljesen hasonlóan látható be a

$$\overleftarrow{\Delta}t = \overleftarrow{\Delta}t_0 \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}$$

képlet is, amely az A óra sajátidejét fejezi ki. Végül a két óra közötti Δx vonati távolság a töltésről nézve kontrakciót szenved, ezért

$$\Delta x_0 = \Delta x \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}.$$

Ha (2)-ben a nulla indexű mennyiségeket ezen képletek segítségével index nélküli mennyiségekkel fejezzük ki, a

$$\vec{\Delta}t = \frac{\Delta x}{c} \left(1 + \frac{U}{c}\right), \quad \overleftarrow{\Delta}t = \frac{\Delta x}{c} \left(1 - \frac{U}{c}\right)$$

¹ Az ikerparadoxon és a gyorsulás. *Fizikai Szemle* 62(2012) 90–95.

képletekre jutunk (a számpéldánkban az előbbi legyen mondjuk 12, az utóbbi pedig 8, 2. táblázat).

2. táblázat						
A mozgó órák mutatóállása a fényjelek visszatükrözésének pillanatában						
Az A óra mutatóállása	10		30		50	70
A B óra mutatóállása		22		42		62

Nyilvánvaló, hogy az U sebességgel mozgó vonat nyugalmi rendszerében – az \mathcal{J} inerciarendszerben – ez a két óra *nincs* helyesen szinkronizálva. Ha ugyanis megmérnénk a vonaton a fénysebességet, mindkét irányban egyformán c -nek találnánk. Természetesen utólag szinkronizálhatnánk őket például úgy, hogy a B óra mutatóállását megfelelő mértékben (a számpéldában 2-vel) visszaállítjuk (vagy az A órát ugyanennyivel előrevisszük). Ezt azonban most nem tesszük meg, mert éppen azt akarjuk tisztázni, hogy milyen következményei vannak a gyorsulásnak, ha az egyszer már helyesen szinkronizált órákhoz többet már nem nyúlunk hozzá.

A két óra közötti deszinkronizáció mértékét a

$$\delta t_B = \frac{1}{2} (\overrightarrow{\Delta t} - \overleftarrow{\Delta t}) = \frac{U \Delta x}{c^2} \quad (3)$$

formula határozza meg. Az Einstein-féle szinkronizációs eljárás szellemében ennyivel kellene visszaállítani a (gyorsulás irányába eső) B óra mutatóállását ahhoz, hogy helyesen legyen szinkronizálva A-val.

Vonjuk le a következtetést: amikor egy inerciarendszert gyorsítunk, a hozzá rögzített helyesen szinkronizált órák *deszinkronizálódnak*. A deszinkronizáció *nem* annak a következménye, hogy az órák szerkezetében a gyorsulás valamilyen változást okoz, hiszen ezek az órák ideális szerkezetűek, a külső behatásoktól teljesen függetlenül, a maguk monoton ritmusában járva a sajátidejüket mutatják. Ha az eredetileg nyugvó vonat padlóján állt egy labda, a vonat elindulásakor elkezd hátrafelé mozogni, és amikor a vonat már egyenesen halad U sebességgel, a labda folyamatosan gurul hozzá képest ugyanezzel a sebességgel visszafelé (vagy legalábbis gurulna, ha a vonat elég hosszú volna). Ezt a mozgást nem az okozza, hogy valami hatott a labdára, hanem éppen ellenkezőleg: azért gurul a labda visszafelé, mert nem hatott rá semmi, ami arra kényszerítené, hogy átvegye a vonat sebességét.

A deszinkronizáció ugyanebbe a kategóriába tartozó tehetetlenségi jelenség.² Az órák a mozgó vonaton

² Lényeges pont, hogy ha a fénysebesség nem lenne *minden* inerciarendszerben ugyanaz minden irányban, akkor az ideális órák sohase deszinkronizálódnának. Tegyük fel egy pillanatra, hogy a relativitáselmélet téves, van elektromágneses éter, amely történetesen az \mathcal{J}_0 -hoz (a töltéshez) képest nyugalomban van. A két táblázat ebben az esetben lényegében érvényben maradna, mégsem fejezne ki deszinkronizációt. Az \mathcal{J} -beli fénysebesség ugyanis ilyen feltételek mellett *valóban* különbözne a két irányban, mert kizárólag a nyugvó éterben (\mathcal{J}_0 -ban) lenne izotróp. A két táblázat adatai ezt a tényt fejeznék ki teljesen korrekt módon. A deszinkronizáció ezért a fénysebesség állandóságának egyenes következménye.

is úgy járnak tovább, ahogy a pálya \mathcal{J}_0 inerciarendszerében szinkronizálták őket. Ez az inerciarendszer azonban „kiszaladt” alóluk, de ők nem vettek erről tudomást. Vagyis a deszinkronizáció végeredményben annak a következménye, hogy az órákkal *nem történt semmi*, mégis éppen olyan valóságos jelenség, mint a labda megindulása hátrafelé. Legnyilvánvalóbban a fénysebesség látszólagos megváltozásában jelentkezik, ahogy azt a 2. táblázat mutatja, de más fontos következménye is van. Mielőtt azonban erre rátérnénk, foglaljuk össze a deszinkronizáció előjel-szabályát:

Az órapár gyorsulás irányába eső tagja siet, a gyorsulással ellentétes irányba eső tagja késik a pár másik tagjához képest.

A deszinkronizáció egy másik következményét a vonatos példa továbbgondolásával világítjuk meg. Képzeld el a vonat egyik, mondjuk 60 méter hosszú, vasúti kocsját, amelyben könnyen végig lehet sétálni, és méterenként faliórák találhatók rajta. Az utasok között van egy fizikus, aki már nagyon unja az utazást, és azzal próbálja agyonütni az időt, hogy menetirányban egyenesen v sebességgel végigsétál a kocs végétől az elejéig, és közben gondosan ügyel arra, hogy a faliórák alapján az útja pontosan 1 percre tartson ($\Delta t = 60$ s). A séta időtartamát a karóráján is leméri, és azt találja, hogy a séta közben 1 percnél rövidebb idő telt el rajta.

– Persze, az idődilatació – gondolja magában, – a

$$\Delta \tau = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

képlet szerint pont ennek kellett történnie.

De gyakorló fizikusként ismeri a szabályt, hogy egy mérés nem mérés, ezért megismétli a sétáját, ezúttal visszafelé úgy, hogy a faliórák szerint megint 1 perc alatt érjen a kocsí egyik végéből a másikba. Meglepődve tapasztalja, hogy a karóráján ezúttal hosszabb idő telt el, mint az előbb. Természetesen először arra gyanakszik, hogy valami hibát követett el, de akárhányszor ismétli a kísérletet, a karóráján mindig ugyanazt a két különböző időtartamot olvassa le: A menetirányban a sajátidő kisebb, mint ellenkező irányban ($\overrightarrow{\Delta \tau} < \overleftarrow{\Delta \tau}$).

Némi töprengés után fizikusunknak eszébe jut a deszinkronizáció, amiről relativitáselmélet órán hallott.

– Hogy is nem gondoltam rá azonnal? – csap a homlokára. – Hiszen amikor felszálltam a vonatra láttam a szerelőket, amint éppen azzal foglalkoznak, hogy az álló vonaton fényjelekkel szinkronizálják a faliórákat. Aztán amikor elindult a vonat, bekövetkezett a deszinkronizáció. Amikor előre megyek a faliórák által meghatározott sebességgel, akkor minden következő falióra a szükségesnél többet mutat. A visszaúton pont fordítva történik. Ezért van az, hogy a karóráim az első esetben kevesebbet mutat, mint a

másodikban. Mindenesetre most jól megtanultam, hogy ilyen esetekben nem használhatom a

$$\Delta\tau = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

képletet a sajátidő meghatározására, mert az mindkét irányú sétára ugyanazt a sajátidőt adja.

Elhatározza, hogy küld egy SMS-t az egyik kollégájának és megkéri, keresse már elő valahonnan a

$$\Delta\tau = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

képlet azon általánosabb alakját, amelyik az ő jelenlegi helyzetében is alkalmazható. Ezeket az információkat közli vele:

- Indulás előtt a faliórákat korrekt módon fényjelekkel szinkronizálták és azóta senki sem nyúlt hozzájuk.

- A vonat jelenleg egyenletes U sebességgel halad.

- A faliórák meg vannak számozva 0-tól 60-ig. Ezek tekinthetők x -koordinátáknak, és az egymás utáni órák közötti távolság az indulás előtt és most, az egyenletes sebesség elérése után is pontosan 1 méter.

- Amikor a kocsin végigsétálok, az órák helye és mutatóállása alapján a sebességem egy konstans v érték (történetesen $v = 1$ m/s sebességet választottam, de a keresett képlet szempontjából ennek nincs jelentősége).

- A kérés az, hogy küldje el azt a képletet, amely megadja a $\Delta\tau$ és a Δt kapcsolatát ebben az esetben.

A kért képlet nemsokára megérkezett. A figyelmes kolléga $\Delta\tau$ és Δt helyett az infinitezimális $d\tau$ és dt növekményekre írta fel, mert ez akkor is alkalmazható, amikor a sétálás v sebessége nem konstans ($v = v(t)$):

$$d\tau = dt \sqrt{\left(1 - \frac{Uv}{c^2}\right)^2 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (4)$$

Ez a képlet pozitív v -nél menetirányba, negatív v -nél az ellentétes irányba történő sétálásra vonatkozik.

Napokkal később, amikor utazó fizikusunk a munkahelyén találkozik a kollégájával, megkéri őt, mutassa meg a képlet levezetését. A magyarázat a következő:

Nézzük – mondjuk – a pozitív irányú séta egy dx infinitezimálisan rövid $A \rightarrow B$ szakaszát, amely a deszinkronizált órák szerint dt ideig tartott. Az ennek megfelelő helyesen szinkronizált $d\bar{t}$ időtartam (3) szerint:

$$d\bar{t} = dt - \frac{U dx}{c^2}, \quad (5)$$

az ezzel számolt sebesség pedig

$$\bar{v} = \frac{dx}{d\bar{t}}.$$

A korrigált (felülhúzott) mennyiségekre érvényes az eredeti

$$d\tau = d\bar{t} \sqrt{1 - \frac{\bar{v}^2}{c^2}}$$

képlet. Mivel

$$\bar{v} = \frac{dt}{d\bar{t}} v,$$

ezt átírhatjuk a

$$d\tau = dt \frac{d\bar{t}}{dt} \sqrt{1 - \left(\frac{dt}{d\bar{t}}\right)^2 \frac{v^2}{c^2}} = dt \sqrt{\left(\frac{d\bar{t}}{dt}\right)^2 - \frac{v^2}{c^2}}$$

alakba, amelyben (5) alapján

$$\frac{d\bar{t}}{dt} = 1 - \frac{Uv}{c^2}.$$

Ezt behelyettesítve kapjuk a bizonyítandó (4) összefüggést.

Fogalmazzuk meg a vonatos példánk tanulságát. Ha a vonat egész történetét tekintjük, a veszteglését az indulás előtt, a gyorsulását és azután az egyenletes sebességű haladását, akkor nyilvánvaló, hogy a vonat óráit *nem lehetséges* úgy beállítani, hogy ebben *az egész időszakban* helyesen legyenek szinkronizálva. A példában úgy képzeltük, hogy az órákat még a nyugvó vonaton szinkronizálták fényjelekkel, de akkor az indulás után a deszinkronizáció következtében már nem lesznek helyesen szinkronizálva. Megtehetjük volna azt is, hogy az állomáson nem fényjelekkel szinkronizáljuk őket, hanem mesterséges módon olyan beállítást választunk, hogy majd a deszinkronizáció következtében éppen jól legyenek szinkronizálva, amikor a vonat egyenletesen halad. De ekkor persze az állomáson lennének a fényjelek szempontjából rosszul szinkronizálva. De választhatnánk bármilyen más szinkronizációt, ha már a legtermészetesebb einsteini szinkronizáció úgysem hajtható következetesen végre.

A deszinkronizáció következtében tehát *Minkowski-koordinátarendszer csak inerciarendszerekhez rendelhető*. Az ilyen koordinátarendszerben ugyanis a koordinátaidő definíció szerint olyan, hogy a fénysebesség mindig, minden irányban ugyanazzal a c -vel egyenlő. Gyorsuló vonatkoztatási rendszerben azonban a folyamatos deszinkronizáció az ilyen tulajdonságú koordinátaidő létezését lehetetlenné teszi.

Felmerül a kérdés, hogy akkor a gyorsuló vonatkoztatási rendszerekben milyen eljárás (recept) alapján *kell* a koordinátaidőt megválasztani, vagyis milyen protokoll szerint kell a vonatkoztatási rendszerben nyugvó, koordinátaidőt mutató (virtuális) órákat szinkronizálni. A válasz az, hogy ilyen általános recept nem létezik, minden eset külön döntést igényel. Megjegyezzük, hogy inerciarendszerben sem kötelező a fényjelekkel szinkronizált Minkowski-koordinátaidő

használata. A koordináta-rendszer választásához hasonlóan a koordinátaidő megválasztása is nagymértékben önkényes. A választás fő szempontja a vizsgálandó probléma tárgyalásának az egyszerűsítése. A Minkowski-koordinátaidő előnyei azonban ebből a nézőpontból annyira szembetűnőek, hogy inerciarendszerben gyakorlatilag minden esetben ezt a koordinátaidőt használjuk.

Az óraparadoxon

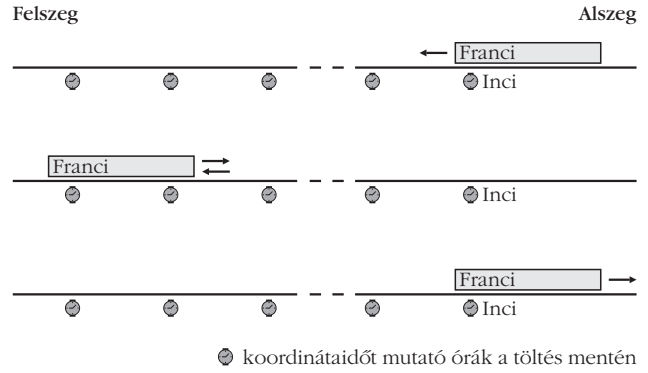
Az idődilatació – mint tudjuk – szimmetrikus jelenség: Ha az Incihez képest V sebességgel mozgó Franci órája késik Inci órájához viszonyítva, akkor Inci órája is késik Franci órájához viszonyítva. Ez így elég képtelenül hangzik, de nagyrészt annak következtében, hogy a megfogalmazás erősen hiányos. A pontos állítás a következő: nyugodjon Inci az \mathcal{J}_I , Franci pedig az \mathcal{J}_F inerciarendszerben (az egyik lehet – mondjuk – a vonatállomás, a másik az áthaladó vonat). Mindkét inerciarendszert gondolatban telerakjuk nyugvó, helyesen szinkronizált virtuális órákkal, amelyek a t_I , illetve a t_F koordinátaidőt mutatják. Az állítás az, hogy Inci órája késik a Franci \mathcal{J}_F inerciarendszerében nyugvó azon \mathcal{O}_F órához képest, amely mellett éppen elhalad, és fordítva, Franci órája is késik az Inci \mathcal{J}_I inerciarendszerében nyugvó azon \mathcal{O}_I órához képest, amely mellett éppen elhalad.

Ez így már egyáltalán nem paradoxális, hanem „csak” figyelemre méltó. Hasonlítsuk ezt össze mondjuk azzal az állítással, hogy Franci határozottan magasabb, mint Inci, és ugyanakkor Inci is határozottan magasabb, mint Franci. Ez nyilván logikai képtelenség. De abban a kijelentésben, hogy Franci magasabb, mint Inci húga, és Inci is magasabb, mint Franci öccse, már nincs semmi kivetnivaló.³

Na jó, de mit mondjunk a következő esetben: Inci az alszegi vasútállomáson a sín mellett áll, Franci az áthaladó vonaton ül. Amikor éppen egymás mellé kerülnek mindketten feljegyzik a saját órájuk mutatóállását. Azután amikor a vonat jön Felszegről visszafelé Francival együtt, megint feljegyzik, mit mutat karórájuk a találkozás pillanatában. Ezután egy kivonással mindketten megállapítják, mennyi idő telt el a saját karórájukon a két találkozás között. Mi lesz az eredmény? Az előzőek alapján azt gondolnánk, hogy Franci óráján kevesebb idő telt el, mint Inci óráján, de persze Inci óráján is kevesebb idő telt el, mint Francién... és ez már logikai ellentmondás a javából.

Fogalmazzuk meg megint az állítást valamivel pontosabban. Azt állítjuk, hogy ha az órákon eltelt sajátidőt Inci nyugalmi rendszerében számítjuk ki, akkor a második találkozáskor Franci órája kevesebbet mutat mint Incié; ha azonban a számítást Franci nyugalmi rendszerében végezzük el, akkor Inci órája mutat kevesebbet, amikor újra találkoznak.

³ A megfeleltetés nyilvánvaló: Franci órája \leftrightarrow Franci, Inci órája \leftrightarrow Inci, $\mathcal{O}_F \leftrightarrow$ Franci öccse, $\mathcal{O}_I \leftrightarrow$ Inci húga.



1. ábra. Tárgyalás a töltés nyugalmi rendszerében.

Ha a relativitáselméletből valóban ez következne, akkor már régen elfelejtettük volna. Azonban az állításban megfogalmazott feltételek analízise arra a következtetésre vezet, hogy akár az egyik, akár a másik nyugalmi rendszerben végezzük is el a számítást, mindig Franci órája az, amelyik a második találkozáskor kevesebb időt mutat.

Vegyük alapul először Inci \mathcal{J}_I nyugalmi rendszerét, vagyis a vasúti töltést, Alszegestül és Felszegestül (1. ábra). Ha a vonat oda és vissza is ugyanazzal a V sebességgel halad, nem tölt el semennyi időt sem Felszegen, akkor az idődilatació következtében Franci óráján

$$\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \text{-szer}$$

kevesebb idő telik el, mint Incién. Mivel továbbá Inci nyugszik \mathcal{J}_I -ben, ezért az óráján ugyanannyi sajátidő telik el, mint koordinátaidő. Ez utóbbi pedig nyilván $2L/V$ -vel egyenlő, ahol L Alszeg és Felszeg távolsága. Vagyis

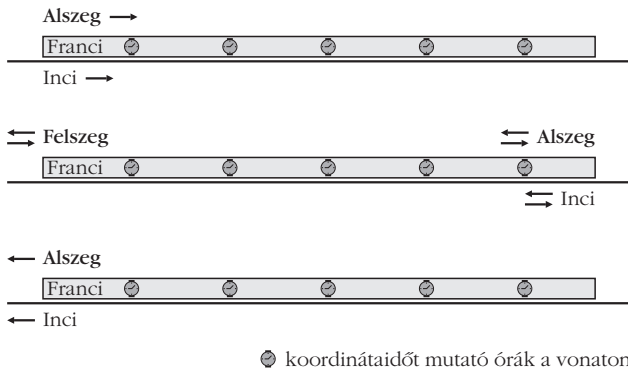
$$\Delta\tau_I = \frac{2L}{V}, \quad \Delta\tau_F = \frac{2L}{V} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \quad (6)$$

Hajlamosak lennénk elfogadni, hogy Franci \mathcal{J}_F nyugalmi rendszerét, vagyis a vonatot tekintve nyugvónak, ugyanezt az eredményt kapjuk azzal a különbséggel, hogy a

$$\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$$

tényező $\Delta\tau_F$ helyett $\Delta\tau_I$ -ben jelenik meg. Ez a relativitáselmélet halálos ítélete lenne. De az ítélet kimondása előtt gondoljuk meg jobban a dolgot.

Azt a helyzetet, amikor a vonatot tekintjük nyugvónak (noha a valóságban persze ugyanúgy mozog, mint eddig), a 2. ábrán illusztráltuk. A felső rajzon az egész táj – Alszeggel, Felszeggel és Incivel együtt – V sebességgel „úszik el” a vonat mellett, amelyet körülbelül ugyanolyan hosszúnak ábrázoltunk, mint az Alszeg–Felszeg távolság. Ezt nyugodtan megtehetjük, hiszen a „vonat” valójában egy vonatkoztatási



2. ábra. Tárgyalás a vonat nyugalmi rendszerében.

rendszer reprezentál, amely a newtoni fizikában és a speciális relativitáselmélet szerint is tetszőlegesen nagy kiterjedésű lehet. Most Inci az, aki mozog, ezért az eddigi ismereteink alapján a két találkozás között – a (6)-tal ellentétben – az ő óráján kellene rövidebb időnek eltelnie.

De így van-e valóban?

Inci pályája két részből áll, egy odaútból és egy visszaútból. Foglalkozunk először az odaúttal. A háttározottság kedvéért tegyük fel, hogy első találkozásukkor mindkettőjük órája éppen nulla időt mutat, és ez egyben a vonat koordinátaideje is (vagyis Franci órája szinkronban jár a vele egy helyen lévő, koordinátaidőt mutató virtuális órával). Ha a vonat órái helyesen, fényjelekkel vannak szinkronizálva, akkor, amikor a vonat végéhez ér, Inci órája az idődilatació következtében

$$\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \text{ -szer}$$

kevesebb időt fog mutatni, mint az éppen ott lévő vonati óra.

Mekkora ez a $\Delta_1 \tau_I$ idő pontosan? A Lorentz-kontrakció következtében az Alszeg–Felszeg közötti L távolságnak a vonaton

$$L \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$$

távolság felel meg, ezért Inci útjának ez az első szakasza

$$\Delta_1 t = \frac{L \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{V}$$

ideig tart, és ennek következtében

$$\Delta_1 \tau_I = \frac{L \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{V} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} = \frac{L}{V} \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right).$$

Szabad-e ugyanígy számítani a visszaúton eltelt $\Delta_2 \tau_I$ időt is? Nem szabad, mert a vonat visszafordulá-

sakor a rajta lévő órák deszinkronizálódtak, és ennek következtében a sajátidő számítására már nem a

$$d\tau = dt \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}},$$

hanem a (4) képletet kell használni! Mielőtt azonban idéznénk a helyes számítás végeredményét, rámutatunk, miért tudja a deszinkronizáció következtében Inci órája behozni a hátrányát.

Gondolatban helyezkedjünk el a jobbról egyenesen sebességgel érkező vonaton. Ez természetesen inerciarendszer. A visszaforduláskor fellépő gyorsulás jobbra mutat, ezért bármely eredetileg helyesen szinkronizált A, B órapár A tagja, amelyik az új menetirányhoz viszonyítva a B mögött halad, *kevesebbet mutat*, mint ha B -vel helyesen lenne szinkronizálva. Ennek következtében egységnyi koordinátaidő alatt a visszaúton Inci órája többet megy előre, mint az odaúton. Ez teszi lehetővé, hogy Inci órája a pályájának második szakaszában ledolgozza hátrányát, és amikor újra találkozik Francival, az ő órája mutasson többet.

A tényleges számítás (4) alapján történik. Ehhez ki kell számítani a benne szereplő U -t és v -t. Az U a vonat visszafordulás utáni sebessége a fordulás előtti önmagához képest (vagyis mintha a fordulás előtt nyugodna). A newtoni fizika szerint U nyilván $2V$ -vel egyenlő, de a sebességösszeadás relativisztikus szabálya ezt

$$U = \frac{2V}{1 + \frac{V^2}{c^2}} \text{ -re}$$

módosítja. A képlet alkalmazásához ki kell még számítani azt a $\Delta_2 t$ időt is, amely alatt a vonati deszinkronizált órák szerint Inci visszaér Francihoz.

A számítás egyszerű, de nagyon aprólékos, ezért a *B. Függelékben* vázoljuk. Az eredmény a következő:

$$\Delta_2 \tau_I = \Delta_2 t \sqrt{\left(1 - \frac{Uv}{c^2}\right)^2 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{L}{V} \left(1 + \frac{V^2}{c^2}\right). \quad (7)$$

Mint látjuk, a $\Delta_1 \tau_I + \Delta_2 \tau_I$ összeg ugyanannyi, mint a (6)-ban felírt $\Delta \tau_I$.

Az óraparadoxonnak ez a fajta feloldása, amelyet itt vázoltam,⁴ a deszinkronizáción alapul, amely annak következménye, hogy

1. az összes különböző egyenesen sebességgel haladó vonatkoztatási rendszerben a fénysebesség minden irányban ugyanaz a c , és

2. amikor egy ilyen vonatkoztatási rendszer gyorsulni kezd, a benne lévő helyesen szinkronizált ideális órák megőrzik eredeti járásukat és ezért deszinkronizálódnak.

Az irodalomban legelterjedtebb magyarázat szerint ezzel szemben a paradoxon csak az általános relati-

⁴ Ez a magyarázat a *Basic Relativity, An Introductory Essay* című könyvemben jelent meg először (Springer, 2011).

táseleméletben, vagyis a gravitáció figyelembe vételével oldható fel⁵.

Valójában a speciális relativitáselmélet fogalmi struktúrája alapján *előre lehet tudni*, hogy a két találkozás között az egyes órákon eltelt sajátidő-intervallum értékeire nem jöhet ki különböző eredmény, amikor különböző koordinátarendszerekben számítjuk őket. Ennek az oka, hogy a sajátidő-intervallum *invariáns*. A paradoxon „feloldásán” ezért igazából azt értjük, hogy relativisztikus szemléletünk fejlesztése érdekében erről az invarianciáról nem veszünk tudomást, hanem különböző konkrét szituációkban mutatjuk be *működését*.

A relativitáselmélet egész matematikai formalizmusa a $d\tau$ invarianciájára van felépítve. *Tapasztalati szinten* ez az invariancia tökéletesen nyilvánvaló: egy adott órán két adott esemény (például találkozás) között eltelt idő számértékének leolvasása nem igényel koordinátarendszert. A mennyiség *kiszámításához* azonban mindig választani kell valamilyen koordinátarendszert. Az elméletnek tehát biztosítania kell, hogy a számítás eredménye független legyen a választott koordinátarendszertől.

A Lorentz-transzformáció képletét ebből az alapkövetelményből vezetjük le. Ilyen összefüggésben rendszerint a sajátidő konstansszorosásával, a $ds^2 = c^2 d\tau^2$ *négyes intervallum négyzettel* dolgozunk. A

$$d\tau = dt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \text{és a } v = \frac{dx}{dt}$$

definíció következtében $ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - v^2 dt^2 = c^2 dt^2 - dx^2$, amely 3D-ben

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2.$$

Amikor a jobb oldal pozitív, ez a kifejezés a sajátidő képletével ekvivalens, és invarianciája a sajátidő invarianciáját fejezi ki. Amikor nullával egyenlő, akkor a fénysebesség invarianciájának megfogalmazása. Amikor pedig negatív, akkor két közeli esemény térbeli távolságát határozza meg.

A. Függelék

Ebben a függelékben a deszinkronizáció egy másik, formálisabb tárgyalását mutatjuk be. Az új megközelítés lényege, hogy olyan x, t (röviden \mathcal{K}) koordinátákat vezessünk be a téridőn, amelyhez képest a vonat végig nyugalomban van, és a koordinátaidőt folyamatosan a vonathoz rögzített órák mutatják. Az eljárást úgy is nevezhetjük, hogy koordinátarendszert *rögzítünk* a vonathoz. Mint láttuk, ha a vonat gyorsul, egy ilyen koordinátarendszer bizonyosan nem lesz Minkowski az egész téridőn.

Legyenek \bar{x}, \bar{t} Minkowski-koordináták a téridőn, amelyeket összefoglalóan $\bar{\mathcal{K}}$ -val jelölünk. Az egysze-

rűség kedvéért tegyük fel, hogy a vonat a $\bar{t} = 0$ -ban hirtelen, azonnal U sebességgel indul el.

A még nyugvó vonaton a vonathoz rögzített x, t koordinátákat azonosnak vehetjük \bar{x} -szel és \bar{t} -vel:

$$t = \bar{t}, \quad x = \bar{x} \quad (\bar{t} < 0). \quad (\text{A1})$$

A vonat elindulása után az \bar{x}, \bar{t} koordináták U sebességhez tartozó Lorentz-transzformáltjai megfelelnek annak a követelménynek, hogy $\bar{t} > 0$ -ban a vonat ezekhez a koordinátákhoz képest legyen nyugalomban, de ahhoz, hogy a vonati órák az így kapható t időt mutassák, a mozgó vonaton újra kellene szinkronizálni őket. A vonati órák akkor fogják újra-szinkronizálás nélkül mutatni a koordinátaidőt, ha az időt nem a Lorentz-transzformáció, hanem a

$$t = \bar{t} \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}$$

képletnek megfelelően választjuk meg. Ezek az órák ugyanis U sebességgel mozognak $\bar{\mathcal{K}}$ -hoz képest, ezért a járásuk $\bar{\mathcal{K}}$ -hoz viszonyítva lelassul. Így

$$\begin{aligned} t &= \bar{t} \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}, \\ x &= \frac{\bar{x} - U\bar{t}}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}} \end{aligned} \quad (\bar{t} > 0). \quad (\text{A2})$$

Az inverz transzformáció

$$\begin{aligned} \bar{t} &= \frac{t}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}}, \\ \bar{x} &= x \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}} + \frac{Ut}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}} \end{aligned} \quad (t > 0). \quad (\text{A3})$$

A mozgó vonathoz tartozó ívelemnégyszet a ds^2 invarianciája következtében

$$\begin{aligned} ds^2 &= c^2 d\bar{t}^2 - d\bar{x}^2 = \\ &= c^2 dt^2 - 2 U dt dx - \left(1 - \frac{U^2}{c^2}\right) dx^2 = \\ &= \left(c dt - \frac{U}{c} dx\right)^2 - dx^2. \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

Ehhez az ívelemnégyszethez a (4) sajátidőképlet tartozik. Továbbá a dx az $(x, x+dx)$ intervallum hosszával egyenlő. Ha ugyanis a

$$t' = t - \frac{U}{c^2} x, \quad x' = x$$

⁵ Egy reprezentatív példa: R. C. Tolman: *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*. Clarendon Press (1969) 79. fejezet.

transzformációval *reszinkronizáljuk* a mozgó vonat óráit, a vesszős koordinátákban Minkowski-ívelemnégyzetet kapunk, amelyben a térkoordináta valódi térbeli távolságnak felel meg.

A dx/dt fénysebességet a $ds^2 = 0$ képletből kapjuk meg, ha végigosztjuk dt -vel:

$$\left(c - \frac{U}{c} \frac{dx}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = 0.$$

Az egyenlet két megoldása a jobbra és a balra haladó fényimpulzus sebességét adja meg:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{\pm} \equiv \pm c_{\pm} = \pm \frac{c}{1 \pm \frac{U}{c}}.$$

Ezt felhasználva kapjuk a már ismert

$$\vec{\Delta}t = \frac{\Delta x}{c_+} = \frac{\Delta x}{c} \left(1 + \frac{U}{c}\right),$$

$$\overleftarrow{\Delta}t = \frac{\Delta x}{c_-} = \frac{\Delta x}{c} \left(1 - \frac{U}{c}\right)$$

képleteket a terjedési időkre.

B. Függelék

Ebben a függelékben a (7) képlet levezetését vázoljuk. Ehhez jól felhasználhatók az *A. Függelék* képletei, ha az \bar{x} , \bar{t} koordinátákon olyan Minkowski-koordinátarendszert értünk, amelyben az érkező (negatív irányba V sebességgel mozgó) vonat nyugalomban van. Ebben az esetben az (A2) transzformációval definiált x , t koordináták végig rögzítve lesznek a vonathoz, *hacsak* az U sebességen a V sebességgel visszafelé haladó vonat megfordulás előtti mozgásához viszonyított sebességét értjük. A sebességösszeadás relativisztikus képlete szerint

$$U = \frac{2V}{1 + \frac{V^2}{c^2}}. \quad (\text{B1})$$

A következő feladatunk Inci pályájának meghatározása az \bar{x} , \bar{t} koordinátákban.

A \bar{K} -ban Inci pályája a két találkozás között

$$\bar{x} = V\bar{t} \quad (\bar{t}_1 < \bar{t} < \bar{t}_2), \quad (\text{B2})$$

ahol \bar{t}_1 és \bar{t}_2 a két találkozás időpontja. A vonat visszafordulása $\bar{t} = 0$ -ban történik, az első találkozás helye pedig $\bar{x} = 0$. Az Alszeg–Felszeg távolság Lorentz-kontrakcióját figyelembe véve

$$\bar{t}_1 = -\frac{L}{V} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}.$$

Az Inci óráján a pályájának első szakaszán eltelt sajátidő tehát

$$\Delta_1 \tau_I = |\bar{t}_1| \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} = \frac{L}{V} \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right). \quad (\text{B3})$$

A $\bar{t} = 0$ pillanatban Inci már $V|\bar{t}_1|$ távolságra van Francitól, aki ebben a pillanatban U sebességgel indul utána és a \bar{t}_2 pillanatban éri utól.

Ezt az időpontot a

$$V(\bar{t}_2 - \bar{t}_1) = U\bar{t}_2$$

egyenletből lehet meghatározni. Azt találjuk, hogy

$$\bar{t}_2 = V \frac{-\bar{t}_1}{U - V} = \frac{L}{V} \frac{1 + \frac{V^2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (\text{B4})$$

A $\Delta_2 \tau_I$ számításához át kell térnünk az x , t koordinátákra, mert a $t > 0$ tartományban ezek már nem azonosak az \bar{x} , \bar{t} koordinátákkal. Inci pályájának második szakaszát úgy kapjuk meg, hogy (A3)-t behelyettesítjük (B2)-be. A pályára az $x = vt$ képletet kapjuk, amelyben

$$v = -V \frac{1 + \frac{V^2}{c^2}}{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \quad (\text{B5})$$

A t_2 az (A3) és a (B4) alapján a következő:

$$t_2 = \bar{t}_2 \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}} = \frac{L}{V} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \quad (\text{B6})$$

Az U és a v ismeretében kiszámíthatjuk a (7)-ben szereplő négyzetgyökös kifejezést:

$$\sqrt{\left(1 - \frac{Uv}{c^2}\right)^2 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1 + \frac{V^2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Ennek és (B6)-nak a szorzata adja (7) képlet jobb oldalát.

Számítsuk ki végül a vonat nyugalmi rendszerében a Franci óráján eltelt időt is. Franci végig nyugalomban van a vonat elején, ezért sajátidejének megváltozása megegyezik koordinátaidejének megváltozásával:

$$\Delta \tau_F = |\bar{t}_1| + t_2 = \frac{2L}{V} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$$

a (6)-tal összhangban.

LEHET-E TÖKÉLETES NANOELEKTRONIKAI ESZKÖZÖKET KÉSZÍTENI TÖKÉLETLEN GRAFÉNBŐL?

Márk Géza, Vancsó Péter, Biró László Péter
MTA TTK Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet

A grafén a grafit egyetlen kristálysíkja, szénatomok hatszöges rácsba rendezett hálózata. Ez a 2004-ben előállított anyag, különleges tulajdonságai miatt, esélyes lehet a szilícium „leváltására” a nanoelektronikában. Ha grafént ipari skálán akarunk előállítani, erre a kémiai gőzfázisú leválasztás módszere (CVD) használható. Viszont ez a módszer „tökéletlen” grafént hoz létre, ugyanis a grafénsíkok sok kis kétdimenziós kristallitból, doménből, állanak. Ebben a cikkben azt a kérdést járjuk körül, hogy ez a polikristályos grafén alkalmas-e nanoelektronikai célokra.

Mi a grafén?

A grafitceruzát mindannyian ismerjük, tudjuk, ha a grafitot végighúzzuk a papíron, nyomot hagy. Ennek oka a grafit anyagszerkezetében rejlik: ez egy úgynevezett réteges anyag, ahol a rétegeken belül az atomok erősen kötődnek egymáshoz, ám a rétegek között gyenge van der Waals-kötés van, ezért a rétegek könnyen elválaszthatók egymástól. Le lehet-e választani egyetlen réteget a grafitból? *Andre Geim* és *Konstantin Novoselov* 2004-ben megmutatta, hogy ez valóban lehetséges, az így kapott egyetlen atomiréteg-vastagságnyi grafit neve *grafén*. Geim és Novoselov nemcsak létrehozták a grafént, hanem ennél sokkal többet tettek: okosan tervezett kísérletekkel megvizsgálták e leheletnél vékonyabb új anyag jellemzőit, és igen izgalmas, ígéretes tulajdonságokat találtak. Nem csoda, hogy ez a két kutató már 2010-ben elnyerte a fizikai Nobel-díjat [1].

Miért fontos a grafén?

G. E. Moore még 1965-ben észrevette [2], hogy a szilícium alapú integrált áramkörök „sűrűsége” (azaz az egységnyi felületre jutó áramköri elemek száma) exponenciálisan növekszik. Bizonyára Moore maga sem hitte volna, hogy ez a tendencia évtizedeken keresztül folytatódni fog [3]. Például egy mai kommersz flash memória eszköz („pendrájv”) 64 Gigabyte-os, ami azt jelenti, hogy néhány négyzetmilliméter területen $64 \cdot 1024^3 \cdot 8 = 5,5 \cdot 10^{11}$ bitet tárol. De a szakértők szerint (www.itrs.net) az exponenciális növekedés nem tarthat akármeddig – a szilíciumtechnológia fizi-

kaik tulajdonságai 2020 körül megállítják a növekedést. Ezért a mikroelektronikai ipar – amely lassan nanoelektronikába megy át, hiszen egy mai integrált áramkör vonalszélessége 30 nanométer körül jár – keresi, mivel lehet majd a szilíciumot felváltani.

Egyik, talán legígéretesebb „jelölt” a grafén [4]. Nem csoda, hiszen a grafénben a töltéshordozók mozgékonyasága $200\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ körüli – több, mint százszor nagyobb, mint a szilíciumé. A grafén hővezető képessége is kiváló, ami megoldhatja azt a súlyos problémát, hogy a miniaturizálással együtt növekszik az integrált áramkörök által termelt hő.

Előállítás – tépés és CVD

Még nem beszéltünk arról, tulajdonképpen hogyan állította elő Geim és Novoselov az egyetlen atomi réteg vastag szénréteget? E módszer nagyszerűsége a hihetetlen egyszerűségében rejlik: ragasztószalagot nyomtak a grafitkristály felületéhez és az ezen fennragadt néhány atomréteg vastag grafendarabokat vékonyították tovább úgy, hogy ismételték a ragasztószalagos leválasztási trükköt, egészen addig, amíg egyetlen réteg maradt. Ezt a trükköt nem túl nehéz utánozni, a mi laboratóriumunkban, az MTA TTK Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézetében is megcsinálta a 2010-ben „Junior Prima” díjjal kitüntetett *Nemes-Incze Péter* kollégánk, ahogy ez az 1. ábrán látszik.¹

Ez a „tépéses” grafénelőállítási módszer kiválóan alkalmas laboratóriumi célokra, például graféntranzisztort is létrehoztak már így előállított grafénből. Ám ha a grafént ipari skálán (tonnaszámra) szeretnénk előállítani, akkor más módszer után kell néznünk! A manapság legígéretesebb ilyen módszer az úgynevezett kémiai gőzfázisú leválasztás (Chemical Vapor Deposition,

1. ábra. A grafén „tépéses” előállítása. A grafitkristályról ragasztószalaggal tépünk le rétegeket.



A 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás írott változata. További információk: <http://www.nanotechnology.hu>

¹ A grafén előállítás céljára természetesen nem „ceruzagrafitot”, hanem mesterségesen előállított grafit egykristályt (Highly Oriented Pyrolytic Graphite, HOPG) használnak.

CVD). A CVD módszerben valamilyen széntartalmú gázt (például metánt) engednek egy magas hőmérsékletre (1000 °C) fűtött átmeneti fém (például réz) felületre. A folyamat paramétereinek (hőmérséklet, nyomás stb.) ügyes megválasztásával elérhető, hogy egyetlen grafitréteg (azaz grafén) keletkezzen a hordozó felületen. A CVD módszerrel akár méteres grafénrétegeket lehet létrehozni, sőt a módszer folyamatos üzemre is alkalmas, amikor egy elméletileg „végtelen hosszú” és akár méternyi széles grafénszalagot hoznak létre.

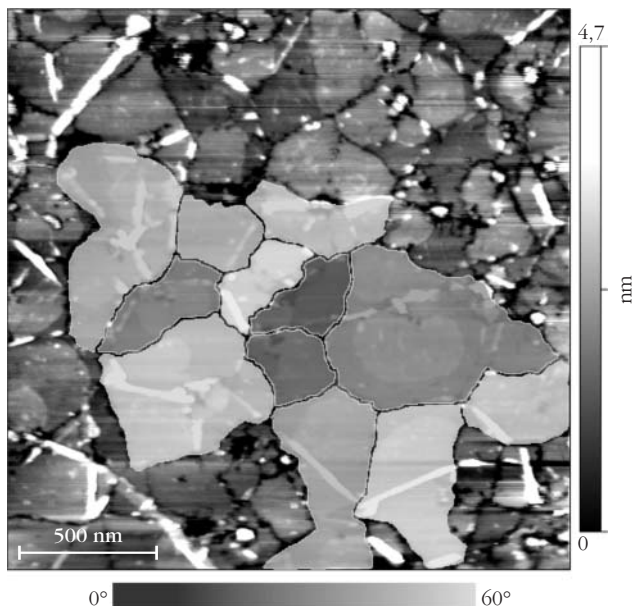
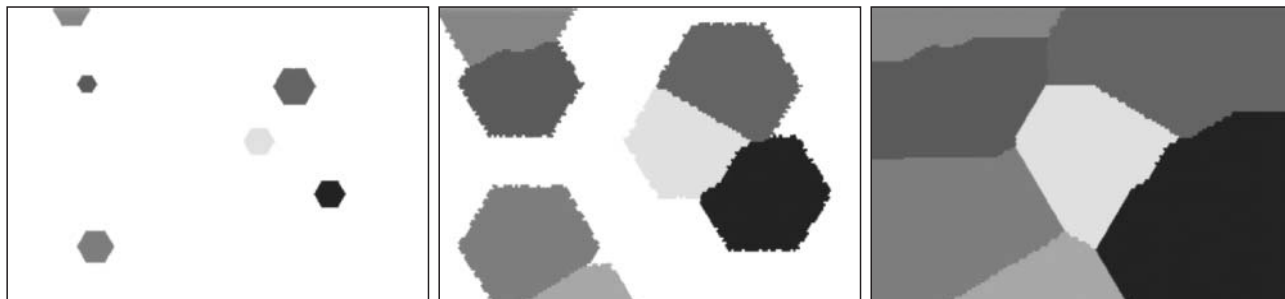
A CVD módszer tehát alkalmas arra, hogy olcsón és ipari méretekben állítsunk elő grafént. Am van egy szépséghibája: a CVD módszerrel készült grafén polikristályos, azaz apró, 100-1000 nm méretű, szabálytalan alakú lemezekből áll, mint a 2. ábra mutatja. A CVD grafén azért polikristályos, mert amikor a metán érintkezésbe kerül a rézfelülettel, egyszerre sok helyen indul meg a kristályosodás. Az így képződő kis grafénlemezkek mindaddig növekednek, amíg össze nem érnek (3. ábra), ekkor az érintkezési vonalon szemcsehatár alakul ki. A grafén szemcsehatár ugyanúgy kristallitok közötti határ, mint a szilárdtestfizikában megszokott szemcsehatárok, de mivel a grafén kétdimenziós (2D) kristály, a szemcsehatár egydimenziós (1D), vonalszerű objektum lesz. A két, egymás felé növekvő, majd érintkező grafén szemcse kristálytani orientációja általában eltérő, a szemcsehatár mentén úgy kell elhelyezkednie a szénatomoknak, hogy a kétféle, eltérő orientációjú rács csatlakozni tudjon egymáshoz.

Természetesen a HOPG grafit tépésével kapott grafén rétegek sem tökéletes egykristályok, azok is tartalmazhatnak szemcsehatárokat. Csakhogy ebben az esetben a szemcsék egyrészt sokkal nagyobbak, másrészt a szemcsehatárok szabályosabbak. A cikk következő részében részletesen megvizsgáljuk, mit jelent ez a „szabályosság” és melyek a következményei.

Szabályos és szabálytalan szemcsehatárok

A tökéletes grafén egykristályban minden szénatomnak pontosan három szomszédja van és a szénatomok három kötése a grafén síkjába esik, a kötések egymással 120 fokos szöveget zárnak be. A szénnek ezt a módosulását nevezi a szaknyelv – bár talán kicsit pongyolán – „sp² hibridizáció”-nak. A grafénben a szénatomok

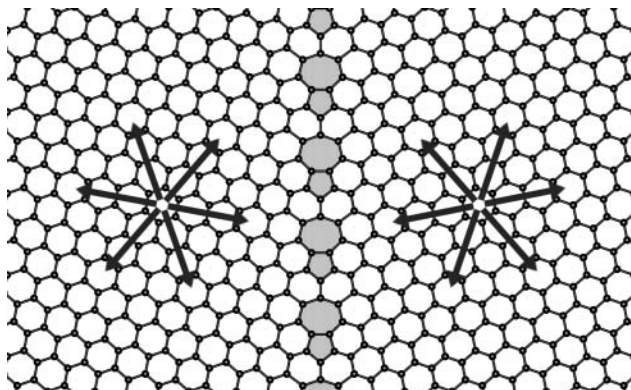
3. ábra. Ez a számítógépes szimuláció a CVD grafén kristallitok növekedését mutatja. A szemcsék növekedése mindaddig tart, amíg összeérnek. A különböző szürkeárnyalatok a különböző kristálytani orientációknak felelnek meg. (Philippe Lambin (Namuri Egyetem, Belgium) szimulációja.)



2. ábra. Ez a pásztázó erőmikroszkópos (AFM, Atomic Force Microscopy) kép a CVD grafén doménszerkezetét mutatja. A domének határvonalai a képen feketék. A fehér vonalak a grafén felgyűrődései. Az egyes szemcsék kristálytani orientációját különböző – áttetsző – szürkeárnyalatok jelzik. (Nemes-Incze Péter (MTA TTK MFA) felvétele.)

rácsa tökéletesen szabályos hatszögrácsot alkot. Mi történik, mikor két, egymás felé növekvő grafén szemcse összeér? Lehetséges-e úgy „összevarrni” a két rácsot, hogy „ne törjön meg az sp² rács”, azaz mindegyik szénatomnak továbbra is pontosan három szomszédja legyen? Igen, lehetséges, ehhez azonban feltétlenül szükséges, hogy a szemcsehatár mentén a rácsba ötszögeket és hétszögeket (sőt, esetleg négy-, nyolcszögeket!) építsünk be, hiszen ezáltal tud a grafénrács kristálytani iránya „elgörbülni”. A 4. ábrán látunk egy ilyen szemcsehatár-konstrukciót. Az ilyen grafén szemcsehatárokat, ahol megmarad az sp² rács, a továbbiakban „szabályos” szemcsehatárnak nevezzük.

Ha azonban mélyebben szeretnénk megérteni, mi történik, amikor két növekvő grafén szemcse összeér és a valósághoz közelebb álló szemcsehatár- szerkezeteket szeretnénk létrehozni, akkor számítógépes szimulációt kell végeznünk. Belga kollégáinkkal együttműködve írtunk erre a feladatra egy Monte-Carlo módszeren alapuló programot. A program működése az 5. ábrán látható.



4. ábra. Szabályos grafén szemcsehatár. A két, kizárólag hatszögekből álló grafén szemcsét egy 5-6-7 szögekből álló határvonal, a szemcsehatár köti össze úgy, hogy minden szénatom továbbra is három koordinációs marad. Szürke árnyalattal jelöltük a nemhatszöges gyűrűket. A nyilak a két grafén szemcsén a preferált terjedési irányokat mutatják (úgynevezett „cikcakk irányok”, lásd még a 6. ábrát is).

Azonban az így létrejött szimulált szemcsehatár-szerkezetekben általában megtörik az sp^2 rács, azaz a szemcsehatárban nem csak hármass, hanem kettes koordinációjú szénatomok is előfordulnak. Sőt, a két-dimenziós rácsban helyenként kis „folytonossági hiányok”, azaz vakanciák is keletkeznek, ráadásul nem csak 5-6-7, hanem 4-8 tagú széngyűrűk is előfordulnak. Az ilyen grafén szemcsehatárokat „szabálytalan” szemcsehatároknak hívjuk.

Napjainkban már ott tart a nanotudomány, hogy képesek vagyunk atomi felbontással vizsgálni az anyagok felületét. Ugyan ez csak bizonyos anyagokon és különleges körülmények között lehetséges, de mégis léteznek már atomi felbontású technikáink – például a pásztázó alagút-mikroszkópia (Scanning Tunneling Microscopy, STM) és a nagyfelbontású transzmissziós elektronmikroszkópia (High Resolution Transmission Electron Microscopy, HRTEM). A pásztázó alagútmikroszkóp elvi működése igen könnyen megérthető [5]: kell egy nagyon hegyes tű – ideális esetben csak egyetlen atom legyen a hegyén! – és egy olyan finom mozgó szerkezet, ami a tű hegyét nanométer alatti

pontossággal képes mozgatni a vizsgált minta felülete fölött. A tű és a minta közé feszültséget kapcsolunk (volt nagyságrendben) és olyan közel visszük a tűt a felülethez, hogy még éppen ne érjen hozzá. Ha már elég közel értek egymáshoz, akkor megindul közöttük a kvantummechanikai alagútáram. Ezután a tűvel végigpásztázzuk a minta felületét és egy számítógép képernyőjén kialakul a minta atomi felbontású képe. A valóságban ahhoz, hogy ez működjön, természetesen sok gyakorlati nehézséget le kell küzdeni, például nagyon fontos a rezgés csillapítás, a termikus drift kiküszöbölése, és így tovább.

Az STM és HRTEM mérések bebizonyították, hogy a HOPG grafit tépésével kapott grafénmintákban a szemcsehatárok többnyire „szabályos” szerkezetűek, de a CVD grafénmintákban legtöbbször „szabálytalanok”.

A CVD grafén polikristályos – leromló tulajdonságok!

Miért fontos, hogy milyen egy grafén szemcsehatár? Azért nagyon fontos, mert a szemcsehatárok lényegesen befolyásolják a grafén tulajdonságait – nemkülönben, mint a háromdimenziós kristályok esetén, ahol az anyag tulajdonságait szintén meghatározza a szemcsehatárok milyensége. A mérések szerint a CVD grafénben a töltéshordozók mozgékonyasága több nagyságrenddel rosszabb, mint az egykristályos grafénben és ez rossz hír a nanoelektronikai alkalmazások szempontjából.

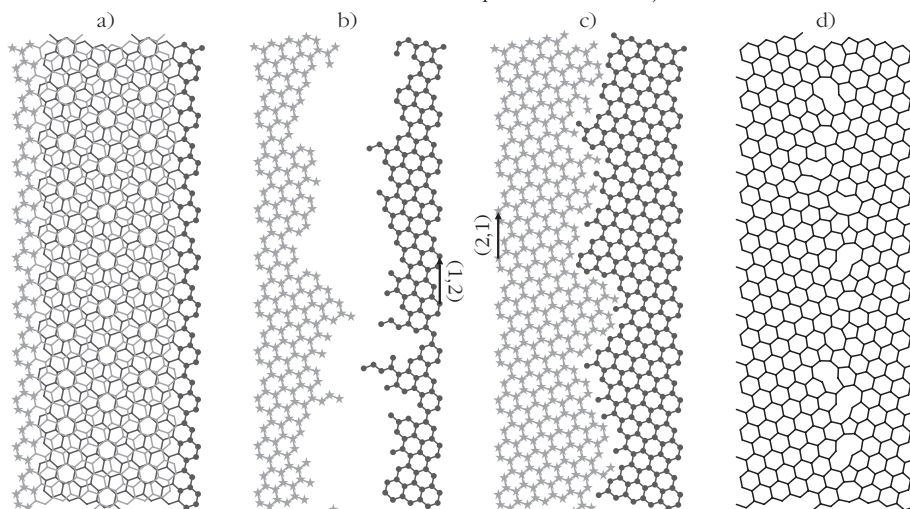
Ezért osztályunkon részletesen megvizsgáltuk, hogyan befolyásolja a szemcsehatárok atomi szerkezete azok elektronszerkezetét és transzporttulajdonságait. Megkerestük, hogy a szemcsehatár-szerkezet miféle tulajdonságai, jellemzői gyakorolnak hatást és pontosan milyen hatást a transzporttulajdonságokra.

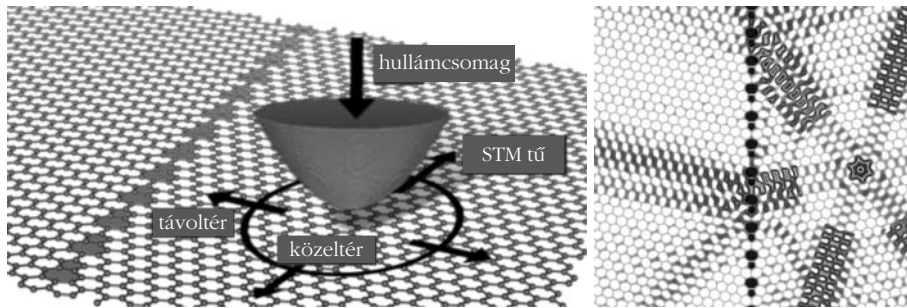
Legfontosabb kísérleti eszközünk az alagútmikroszkóp (STM), annak topográfiai és spektroszkópiai módjában. Anélkül, hogy a részletekbe mennénk, csak annyit fontos tudnunk, hogy az STM mind a minta felü-

tének geometriájáról, mind elektronszerkezetéről atomi (vagy még finomabb) skálán szolgált információkat. Ám a nanoskálájú mérések helyes értelmezéséhez elengedhetetlenül szükségünk van a számítógépes szimulációra, ugyanis a nanovilágról tudósító minden mérés közvetett mérés. A grafén szemcsehatárok elméleti vizsgálatában számos módszert használunk:

1. A szemcsehatárok geometriai szerkezetét (az atomok elhelyezkedését) és a szemcsenövekedés folyamatát molekuladinamikai és Monte-Carlo-programokkal modellezzük.

5. ábra. Szemcsehatár-képződés szimulációja.





6. ábra. Grafén szemcsehatáron keresztüli elektrontranszport hullámcsoveg-dinamikai szimulációja. A bal oldali ábra a rendszer geometriáját mutatja. A szimulált STM t' az egyik szemcse fölött áll. A hullámcsoveg fölülről (a t' tömbi anyagából) érkezik. A jobb oldali ábrán az elektron megtalálási valószínűségét mutatjuk be az $E_F - 2,4$ eV energián. Az STM t' körüli közelítőben eltérő szűrési skálát alkalmaztunk, mint a távöltérben. Figyeljük meg a szemcsehatáron az elektronhullám törését és visszaverődését, valamint a preferált terjedési irányok eltérést a két szemcsében!

2. A szemcsehatárok elektronszerkezetét kvantummechanikai első elveken alapuló DFT (sűrűségfüggvény) számításokkal térképezzük föl.

3. Az elektron szemcsehatáron való átjutását hullámcsoveg-dinamikai szimulációval [6] követjük nyomon.

Szög és szerkezet

Azt már régóta tudjuk (Wallace számolta ki 1947-ben²), hogy a grafénsíkban az elektronok mozgása irányfüggő (anizotróp). Az anizotropia annál kifejezettebb, minél inkább eltér az elektron energiája a Fermi-energiától.³ Ez azt jelenti, ha a grafén vezetőképességét úgy mérjük, hogy az egyik elektróda rögzített, a másik elektródával pedig egy körvonal mentén körbejárjuk azt, akkor a vezetőképesség szögfüggő. Az effektus gyakorlati kimutatásához alacsony hőmérsékleten és elég kicsi (mikronnyi méretű) mérőkör sugaron kell mérni. Mi történik, ha egy szemcsehatár két oldalára elektródákat helyezünk és mérjük a szemcsehatáron keresztüli vezetőképességet? A szemcsehatár mentén két, eltérő kristálytani orientációjú graféndarab találkozik. Az elektronok az egyik szemcséről a másikra akkor tudnak könnyen áthaladni, ha a preferált terjedési irányok a két szemcsében jó közelítéssel megegyeznek. Ha nem egyeznek meg a preferált terjedési irányok, akkor törési, visszaverődési jelenségek lépnek föl – ezek csökkentik az elektron átjutásának valószínűségét. Ilyen törést és

visszaverést mutatunk be a 6. ábrán, hullámcsoveg-dinamikai szimuláció [7] segítségével. Tehát megfogalmazhatjuk a felismerést: a grafén szemcsehatár vezetőképessége függ a két csatlakozó szemcse kristálytani orientációjának eltérési szögétől.

A szemcsehatárok elektronszerkezetének bemutatásához be kell vezetnünk az állapotsűrűség (Density of States, DOS) fogalmát. Ez a kondenzált anyagok fizikájában nagyon gyakran használt

függvény azt mondja meg, hogy adott E energia körüli kis ΔE energia-intervallumban hány energiaállapot helyezkedik el. A DOS függvény ismeretében az adott anyag számos tulajdonságát ki tudjuk számítani, „meg tudjuk jósolni”, például az elektromos és hővezetőképességét, optikai tulajdonságait stb. Egy adott anyag állapotsűrűsége két dologtól függ: az anyagot felépítő atomok fajtájától és elrendezésük mikéntjétől. (Szabályos kristályok esetén az atomi elrendezést kristályszerkezetnek hívjuk.) A DOS függvényt kvantummechanikai módszerekkel (például DFT technikával) ki lehet számítani és számos módon meg is lehet mérni (például az STM műszer segítségével úgy, hogy változtatjuk a t'ire adott feszültséget – ezt a technikát hívjuk alagút-spektroszkópiának).

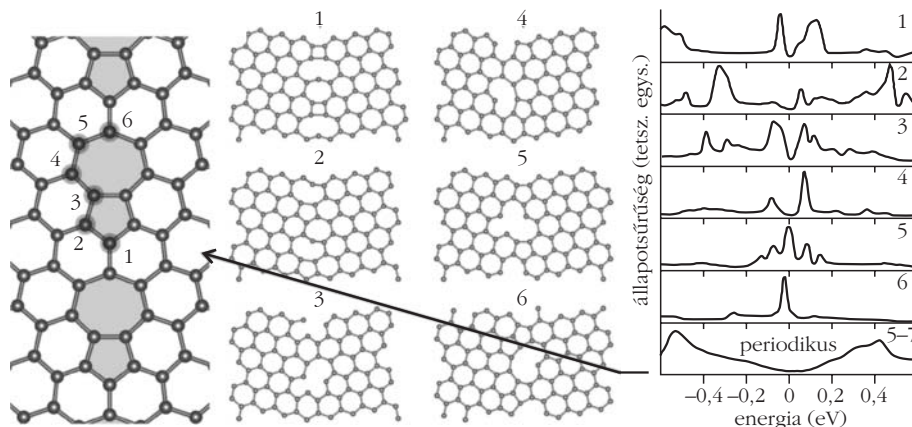
A 7. ábrán egy számítógépes kísérletet mutatunk be, amelynek segítségével megvizsgáltuk [8], hogyan függ a szemcsehatárok elektronszerkezete a geometriai szerkezetüktől. A kiinduló rendszer egy szabályos szemcsehatár, e szemcsehatár DOS függvényét láthatjuk a jobb alsó panelen. Ez egy „unalmas”, sima függvény és a Fermi-energián nem tartalmaz állapotokat. Ahogy fentebb írtuk, a CVD grafénben általában szabálytalan szemcsehatárok fordulnak elő – olyanok, ahol sérül az sp^2 rács, a szénatomok egy részének nincs három kötése, csak kettő. Ezt a helyzetet úgy modelleztük, hogy a szabályos szemcsehatárból kivettünk egy atomot, majd úgynevezett „geometriai relaxációt” végeztünk. A geometriai relaxáció azt jelenti, hogy az egyes atomokra ható erőket figyelembe véve hagyjuk az atomokat elmozdulni mindaddig, amíg az összes atom meg nem találja egyensúlyi helyzetét. Így voltaképpen a rendszer mechanikai energiáját minimalizáljuk,⁴ amire azért van szükség, mert egy atom mesterséges eltávolításával felborul az egyes atomokra ható erők egyensúlya, tehát meg kell keresnünk az új egyensúlyi konfigurációt. Erre a relaxált geometriára azután ismét kiszámoljuk az elektro-

² 1947-ben még nem létezett a „grafén” fogalom. Wallace a tömbi grafit elektronszerkezetét akarta kiszámolni, de ehhez első lépésként a grafit egyetlen szénsíkja (tehát voltaképpen a grafén) elektronszerkezetét számította ki. Akkor még senki sem gondolhatott arra, hogy néhány évtized múlva az egyetlen atomiréteg-vastagságú szénsíkot kísérletileg elő fogják állítani és elektronszerkezetét ki fogják mérni, igazolva Wallace eredményeit.

³ A kondenzált anyagokban az elektronok alulról fölfelé töltik be a rendelkezésre álló energiaszinteket. A Fermi-energia a legmagasabb betöltött szint energiája – az e fölötti állapotok üresek. (Ez a kijelentés szigorúan véve csak abszolút nulla hőmérsékleten igaz. Magasabb hőmérsékleten, a termikus gerjesztés miatt, a Fermi-energia alatt is vannak üres állapotok és fölötte is találhatóak betöltöttek.)

⁴ Ilyenkor általában nem keressük meg a globális minimumot (azaz azt az atomi konfigurációt, amely a lehető legkisebb energiát eredményezi), hanem csak a kiinduló konfigurációhoz legközelebbi lokális minimumot.

nok állapotsűrűségét. Egy egyszerű végtelen grafén-síkban az összes szénatom környezete pontosan azonos – egyforma az összes kötésszög (120 fok) és kötéstávolság (0,142 nm). Ám egy szemcsehatárban több, különböző helyzetű atom található, amelyeknek „szomszédság szerkezete” (kötéseik száma, szöge és távolsága) eltér egymástól. Azért, hogy teljes képet kapjunk a rendszer viselkedéséről, az összes lehetséges módon eltávolítottunk egy-egy szénatomot, mindegyik esetre elvégeztük a geometriai relaxációt és az állapotsűrűség-számítást. Az így kapott szemcsehatár-geometriákat és DOS függvényeket mutatja be a 7. ábra.



7. ábra. Ebben a számítógépes kísérletben a bal oldalt bemutatott szabályos szemcsehatárból az összes lehetséges módon eltávolítottunk egy-egy atomot, majd relaxáljuk a geometriákat – lásd a középső panelt. A jobb oldali panelek összehasonlítjuk az eredeti (szabályos, periodikus) szemcsehatár-állapotsűrűségét a szabálytalan szemcsehatárok állapotsűrűségeivel. Az energiaskála nullapontját a Fermi-energiához igazítottuk.

A szabálytalan szemcsehatárokról kapott DOS függvények bonyolult szerkezetűek és jócskán különböznek egymástól. Mégis, mi bennük a közös? Egyrészt mindegyik szabálytalan szemcsehatárra számolt DOS függvény sok csúcsot tartalmaz, szemben a szabályos szemcsehatárra kapott sima függvénnyel. Másrészt megfigyelhetjük, hogy a szabálytalan szemcsehatárok jelentős értékű állapotsűrűséggel rendelkeznek a Fermi-energia körüli energiatartományban, holott a szabályos szemcsehatár állapotsűrűsége itt igen kicsi. Vannak olyan atomi elrendezések is, ahol magán a Fermi-energián is csúcsot látunk!

Amikor az elektron áthalad egy szabálytalan grafén szemcsehatáron, ezekkel a nagy állapotsűrűségű, a Fermi-energiához közeli elektronállapotokkal találja magát szembe, ezeken kell „átküzdenie magát”, ami ritkán sikerül neki. Tehát kicsi az átmeneti, viszont nagy a visszaverődési valószínűség, ezért mondjuk, hogy ezek a szemcsehatárok lokalizált állapotok úgynevezett szórócentrumok. Végeredményben drasztikusan lecsökken a szemcsehatár vezetőképessége. Ezáltal sikerült megértenünk azt a kísérleti tapasztalatot, hogy a CVD grafén vezetőképessége messze elmarad a „tépett” grafén vezetőképességétől.

Lehet-e tökéletes nanoelektronikai eszközöket készíteni tökéletlen grafénből?

A címben feltett kérdésre „feltételes igennel” tudunk válaszolni. Megmutattuk, hogy a grafén szemcsehatárok elektromos tulajdonságai erősen függenek a szer-

kezetüktől. Azok a szemcsehatárok, ahol megmarad a szénatomok hármaskötésű hálózata (sp^2 rács), sokkal kisebb akadályt jelentenek az elektronok számára, mint azok a szemcsehatárok, ahol sérül a hármaskötésű hálózat, azaz kettős koordinációjú szénatomok és vakanciák jelennek meg – ugyanis ezek erős szórócentrumot képeznek az elektronok terjedése számára. Ahhoz, hogy a kémiai gőzfázisú leválasztással (CVD módszer) előállított grafénben óhatatlanul létrejövő szemcsehatárok ne rontsák le drasztikus módon a grafén elektromos tulajdonságait, szükséges volna a CVD technológia paramétereinek jobb kézben tartása, finomhangolása („szemcsehatár mérnökség”), ami által olyan szemcsehatárokat lehetne létrehozni, amelyek „barátságosabban” viselkednek az elektromos transzport szempontjából, azaz kevesebb szórócentrumot tartalmaznak.

Irodalom

1. Tapasztó Levente: Fizikai Nobel-díj 2010. *Fizikai Szemle* 60/11 (2010) 396.
2. G. E. Moore: Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics* 38/8 (1965) April.
3. <http://www.itrs.net>
4. L. P. Biró: Graphene – the route from touch screens to digital nanoelectronics. *EuroNanoForum 2011*, Budapest, http://www.nanotechnology.hu/magyarul/2011/2011_05_euronanoforum/blp_euronanoforum_2011.pdf
5. Balázs Erzsébet: A pásztázó alagútmikroszkóp és társai. *Természet Világa* 1993/1.
6. Márk Géza István: Egy hullámcsomag kalandjai az alagútmikroszkópban. *Fizikai Szemle* 56/6 (2006) 190.
7. P. Vancsó, et al.: Electronic transport through ordered and disordered graphene grain boundaries. *Carbon* 64 (2013) 101.
8. P. Nemes-Incze, et al.: Electronic states of disordered grain boundaries in graphene prepared by chemical vapor deposition. *Carbon* 64 (2013) 178.

Szerkesztőség: 1121 Budapest, Konkoly Thege Miklós út 29–33., 31. épület, II.emelet, 315. szoba, Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: mail.elft@gmail.com

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Szatmáry Zoltán főszerkesztő.

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

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

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

Megjelenik havonta, egyes szám ára: 800.- Ft + postaköltség.

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

CSILLAGOK HÁBORÚJA

Bencze Gyula
Wigner FK, Rézecske és Magfizikai Intézet„A tudomány remek dolog, ha nem abból kell az embernek megélnie.” (*Albert Einstein*)

A *Fizikai Szemle* lapjain megjelent, a tudományos teljesítmény értékelésével kapcsolatos „ütésváltás” [1, 2] arra enged következtetni, hogy a Természet megismerésére irányuló törekvés, az emberi kíváncsiság mellett lassan a „kenyérért” (pályázati pénzek) folyó küzdelem is belopózik a tudomány művelésének nemes vállalkozásába.

Korábban már felvetődött az a kérdés, hogy ki számít tudósnak, ki a nagyobb tudós, továbbá a pénzért vett címek, különféle akadémiai tagságok hitelessé teszik-e tulajdonosuk szakmai kvalitását a nagyközönség és a szakmai körök előtt [3, 4]? A tudománymetria megszületésével szerencsére (?) egy új eszközzel bővült az értékelés fegyvertára.

A Wikipédia azonban rámutat arra: „A tudomány foglalkozók teljesítményének mérése sok vitát vált ki és gyakran ellentmondásos eljárásokat eredményez. A tudományos alkotómunka egyik megnyilvánulása az új eredmények publikálása. A legismertebb tudománymetriai mérési eljárások a publikációk mennyiségét, minőségét és visszhangját próbálják meg számszerűsíteni.”

Beck Mihály akadémikusnak az *Élet és Irodalom*-ban megjelent cikke [5] hasznos útmutatást ad a témához, egyben azonban körvonalazza az elhamarkodott értékelés veszélyeit is:

„A tudománymetria rendkívül fontos és hasznos a különböző tudományos eredmények lehetőleg objektív megítélésében, de pusztán egyes tudománymetriai mérőszámok összehasonlítása akár a különböző intézetek, akár az egyes országok és különösképpen az egyének tudományos teljesítményének megítélésében nagyon félrevezető lehet. Mindenekelőtt az egyes mérőszámok jelentésével kell tisztában lennünk. E nélkül egy-egy odavetett számnak pontosan annyi a jelentése, mintha azt mondanánk valamiről, amit a boltban vásároltunk, hogy 852 forintba került, de nem mondanánk meg, hogy mi volt az, mennyi volt, a mennyit miben fejezzük ki (kg, liter, darab, csomag stb.)... ”

Önmagában azonban az adatok körültekintő és összehasonlító elemzése nélkül egyik említett és sok más egyéb mutatónak semmi jelentése sincs. Tekintsük például a közlemények számát. *Isaac Newton*, *Albert Einstein*, *Wolfgang Pauli*, *Francis Crick* és sok más korszakalkotó jelentőségű tudós viszonylag kevés közleményt írt. A hivatkozások számának tekintetében ők és egy sereg más, korunk tudományát alapvetően meghatározó tudós meglehetősen hátul kulognak, hiszen nekik elegendő a nevüket említeni, az

esetek többségében elmarad a közleményre való hivatkozás. A közleményszám-bajnokok pedig – a közreművelések mérlegelése nélkül – inkább gyanúsak, mint elismerésre méltók. A rekordot valószínűleg *Jurij Tyimofejevics Sztrucskov*, az 1995-ben elhunyt, egyébként minden bizonnyal kiváló orosz kristallográfus, a szerves vegyületek kristályszerkezetének kutatója tartja. Összesen több mint kétezer tudományos közleményen szerepel a neve, csak az 1981 és 1990 közötti tíz évben 948 közleménye jelent meg. Azaz átlagosan 3,9 naponként »írt« egy dolgozatot. Ebben a termékenységekben annak jutott a legnagyobb szerep, hogy a Szovjetunióban egyedül az általa vezetett intézetben volt olyan berendezés, amellyel ezeket a vizsgálatokat el lehetett végezni, és természetesnek vette, hogy ráírta a nevét azokra a közleményekre is, amelyek létrejöttében egyéb szerepe nem volt. Ezt a rendkívüli termékenységet 1992-ben a gunyoros irodalmi IgNobel-díjjal »jutalmazták«.

A hivatkozások számának megítélésénél természetesen nagyon fontos a tudományterület jellegzetességeinek, az ottani hivatkozási átlagnak a figyelembe vétele. Nagyon alapos vizsgálat nélkül tehát teljesen félrevezető lehet a sokszerzős dolgozatok esetében a szerzők hozzájárulásának azonos módon való kezelése.”

A tudománymetriai mutatók alapján történő értékelésnél napjainkban főleg a kísérleti részecskefizika, vagy ahogy azt egyes külföldi humorista hajlamú kutatók fogalmazták: „csoportosan elküldött részecskefizika” terén lépnek fel bizonyos anomáliák.

Ahogy *Trócsányi* és *Horváth* fogalmaz [2]: „Az ilyen együttműködésekben nem lehet csak a tudománymetriai mutatókra hagyatkoznunk, mert félrevezető lehetnek. Tudnunk kell az együttműködő munkatársak véleményét is. Nagy nemzetközi kutatócsoportokban mindig lehet tudni, kik az igazi húzóemberek és kik azok, akik egy-egy részfeladat megoldásával járulnak hozzá a nagy egészhez (ami szintén fontos és szép feladat!). Az igazi húzóemberek kapják általában a kiemelt vezetési feladatokat az együttműködésben, például valamely adatkiértékelési terület tevékenységének összehangolását.”

A helyzet furcsaságának illusztrálására néhány példát érdemes megemlíteni. A Wikipédia szerint: „Nincs általános szabály arra, hogy a publikációk rangját, értékét kifejezni hivatott mérőszámokat csökkentik-e (például elosztják-e) a társszerzők számának növekedésével. Gyakran minden társszerző teljesítményében a közös mű teljes értéke szerepel. Komikus helyzetek adódhatnak, ha

például egy tanzék minden dolgozója a közösen publikált munka 100%-át elszámolja önmagának, majd a tanzéki közös teljesítmény kiszámításához a dolgozók egyéni teljesítményét összegezve az adott publikáció már megsokszorozott értékkel jelenik meg.”

Felvetődik az az elvi kérdés is, hogy ha a sokszerzős műveknél az általános gyakorlat szerint minden egyes szerző egyformán osztozik a dicsőségben, akkor ez miért nem vonatkozik a fiaskóra is? Ismeretes, hogy a fénynél gyorsabb neutrínó megfigyelését leíró cikk mekkora izgalmat váltott ki, azonban amikor a mérés hibásnak bizonyult, csak az OPERA kísérlet témavezetője mondott le pozíciójáról, úgy látszik a többiek „okosak” maradtak! Nem véletlen, hogy a *Fizikai Szemlé*ben cikk [6] foglalkozott ennek kapcsán a „neutrínó áltudománnyal”!

Ezzel azonos hírértéke van annak is, hogy a magyar részecskefizikusok a tudományometriai mutatók szerint a világ élén járnak [7]. A helyzet minősítésére a hazai szakirodalomból *Zolnai László* cikkének sorait érdemes idézni [8]: „A fentiekből nyilvánvaló, hogy a soktárs szerzős tudományos teljesítmények értékelése nagyfokú körültekintést igényel, illetve e körültekintés hiánya nagy károkat okozhat, vagy nemkívánatos folyamatokat indíthat el. Végezetül engedtessek meg nekem, hogy a sokrésztvevős együttműködések értékelésének problematikájával kapcsolatban egy szociológiai megfontolást ismertessek: A tudománymetria alapvetően társadalom-

tudományi (szociológiai) jellegű. Ebből a szempontból a társszerzők számának átfogott intervalluma (1–2000) szintén említésre méltó. Gondoljuk meg, hogy hazánkban két ember már családot, tíz ember pártot, száz ember egyházat alapíthat. Miért gondoljuk azt, hogy ennyire különböző létszámú embercsoportok teljesítményeit ugyanazon egyszerű módszerrel leírva, minden esetben értelmes eredményre jutunk?”

A fentiek ismeretében Beck Mihály gondolatmenete alapján talán nem csak a humoristák vethetik fel a kérdést: piti kis Einstein a nyomorult tudománymetriai mutatóival kaphatna-e egyáltalán OTKA támogatást a hazai részecskefizika fellegvárában?

Irodalom

1. Csörgő Tamás: Hogyan csinálhatunk kvarkanyagból Higgs-bozont? – I. rész, *Fizikai Szemle* 63/6 (2013) 205–209.
2. Trócsányi Zoltán, Horváth Dezső: Kérdés válasz nélkül. *Fizikai Szemle* 63/7–7 (2013) 276.
3. Bencze Gyula: Ki a tudós? *Magyar Tudomány* 1993/11, 1363–1365.
4. Bencze Gyula: Ki a nagyobb tudós? *Természet Világa* 2005/11, 512–513.
5. Beck Mihály: Mit jelentenek a tudományometriai számok? *Élet és Irodalom* 2006/31
6. Patkós András: Neutrínó-áltudomány – vélemény. *Fizikai Szemle* 62/5 (2012) 152–153.
7. http://mta.hu/tudomany_hirei/magyar-fizikusok-az-idezettsegi-ranglista-elen-126682
8. Zolnai László: Tudománymetria és intézeti kollaboráció. *Fizikai Szemle* 51/8 (2001) 264.

A FIZIKA TANÍTÁSA

HOGYAN TANÍTSUK KÖNNYEN, ÉRDEKESEN A FIZIKÁT?

Jendrék Miklós

Boronkay György Műszaki
Középiskola és Gimnázium, Vác

„Everything should be made as simple as possible,
but not simpler.”¹ *Albert Einstein*

Ezt a címet adtam az 56. Fizikatanári Ankét műhely-foglalkozásán megtartott előadásomnak, amelyben a mechanika egyes fogalmainak tanításával kapcsolatos tapasztalataimat osztottam meg kollégáimmal.

A dinamika témakörébe tartozó fogalmak, mennyiségek, törvények tárgyalása, tanítása nem tartozik a könnyű feladatok közé. A kölcsönhatás, tömeg, erő, erőtvények, lendület, lendületmegmaradás, Newton-törvények, inerciarendszer kulcsszavakkal – és ezek tartalmával – általában a középiskolában találkoznak első ízben a túlzott motiváltsággal nem vádol-

ható, többnyire szerény gondolkodási rutinnal és még szerényebb élettapasztalattal bíró diákok. A témakör tárgyalására fordítható idő csökkentése, és a kevésbé fontosnak vélt anyagrészek kihagyása, a tananyag felületes elsajátításához vezet. Viszont, ha legalább az érettségi szint elérése a cél, akkor a „játsszunk fizikát” mellett a „tanuljunk fizikát” elvnek is érvényesülnie kell.

Az alapvető mechanikai fogalmak megértése, alkalmazásukhoz szükséges kompetenciák kifejlesztése különösen fontos, hiszen ezekre épül az egész fizika. A dinamikához kapcsolódó témakörök elemzése, rendszerezése hasznos lehet nemcsak a fizikát tanítók, hanem a fizika iránt érdeklődők számára is.

¹ Mindent a lehető legegyszerűbben csináljunk, de annál egyszerűbben ne!

Dinamikai alapfogalmak, mennyiségek, törvények

A fontosabb mechanikai mennyiségek, fogalmak, törvényszerűségeket leíró modellek és ezek kapcsolatát az 1. ábra szemlélteti. Az itt látható ágrajz egyes elemeivel foglalkozunk részletesebben!

Newton I. törvénye (a tehetetlenség törvénye)

Látszólagos egyszerűsége ellenére az egyik legnehezebben elsajátítható törvény. Ha rákérdezzünk az osztályban, hogy miről is szól, akkor esetleg még akad egy tanuló – bár erre is egyre ritkábban van példa –, aki képes arra, hogy az általános iskolában megtanult definíciót felidézze: „Egy test mindaddig nyugalomban van vagy egyenes vonalú egyenletes mozgást végez, míg mozgásállapotát környezete meg nem változtatja”. Nem érdemes erőltetni, hogy ez most pontosan mit is jelent, mert szorgalmas diáknak legfeljebb újra végigdarálja a „szabályt”.

A törvény valójában két fontos megállapítást tesz:

1. a testek természetes mozgásállapota az egyenes vonalú, egyenletes mozgás;
2. a mozgás fenntartásához nem kell külső hatás.

A külső hatás alatt a testek kölcsönhatását jellemző mennyiséget, az *erőt* értjük. Erő hatására deformáció vagy mozgásállapot-változás következik be ([4] 33. old.). A kettő nem zárja ki egymást (1. ábra), de a könnyebb megértés reményében külön szoktuk tárgyalni.

Newton I. törvényét tehetetlenség törvényének is hívják. A tehetetlenség szemléltetését célzó kísérletek sokaságával találkozhatunk nemcsak tankönyvekben ([1] 68. old., [2] 54. old.), hanem az Interneten is [3]. Ennek ellenére, a megfogalmazásból, de gyakran a kísérletekből sem derül fény a tehetetlenség és a tömeg kapcsolatára. Semmiből sem következik, hogy a nagyobb tömegű test tehetetlenebb, mint a kicsi. Súlytalanság állapotában lebegő elefánt épp olyan tehetetlen, mint egy bolha, hiszen egyikük sem képes mozgásállapotának megváltoztatására. A tankönyvekben is gyakran használt kifejezésekből, mint „a test meg akarja tartani előző mozgásállapotát”, vagy, hogy „törekszik” a mozgásállapota megtartására, hamis tudatosságot sugall, nem fedi fel a tömeg fogalmának valódi tartalmát.

A tömeg

Ha valaki egy súlyos tárgyat vesz a kezébe, két ténnyel szembesül:

1. a test nehéz;
2. a test nehezen gyorsítható.

Az első megállapítás azt jelenti, hogy minden tömeggel rendelkező test részt vesz a gravitációs kölcsönhatásban. Nagyobb tömegű testre nagyobb gravitációs vonzóerő hat.

A második tulajdonság abban rejlik, hogy a nagy tömegű testet nehéz kedvünk szerint gyorsítani, megállítani vagy körpályára kényszeríteni. A jelenség még a tanulók számára sem ismeretlen, hiszen valamilyen tapasztalhatták, milyen érzés tolni egy üres és egy megrakott bevásárlókocsit.

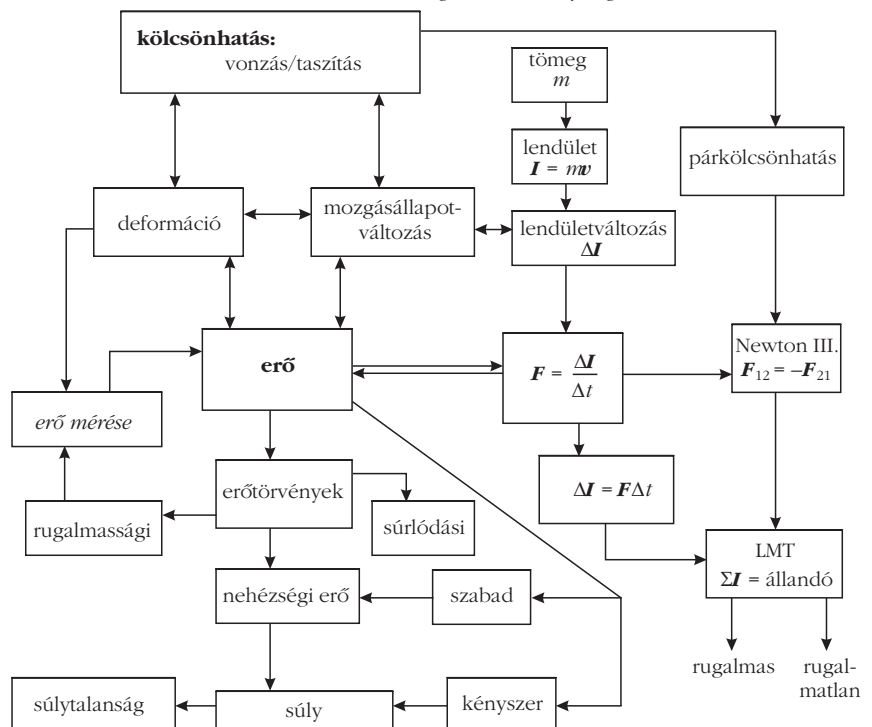
A tömeg két tulajdonsága egyenértékű (Eötvös-kísérletek), mérésük leginkább a gravitációs kölcsönhatás alapján történik: mérleg, erőmérő (dinamóméter, fürdőszobamérleg) segítségével. Ilyenkor felhasználjuk azt a tényt, hogy a nehézségi erő arányos a tömeggel: $G = mg$. Szabadesésnél: $mg = ma$. Az mg -ben szereplő m súlyos tömeg, az ma -ban tehetetlen. Az $a = g$ eredmény független a tömegtől, ami a tehetetlenségi és a súlyos tömeg egyenértékűségéből adódik: minél nagyobb a test tömege, annál nehezebb a test, de – természetesen – nehezebb a gyorsítása is.

Newton II. törvénye

Abból, hogy egy test nem gyorsul, ha nem hat rá erő, logikusan következik, hogy a gyorsuláshoz erőhatás szükséges. E két mennyiség kapcsolatát a Newton II. törvénye adja meg. Eszerint, a gyorsulás egyenesen arányos a testre ható erővel, és fordítottan arányos a test tömegével:

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

1. ábra. Mechanikai fogalmak, mennyiségek.



Ebből végre kiderül, hogy az azonos mértékű gyorsításhoz a nagyobb tömegű testre nagyobb erővel kell hatni, vagy, hogy a nehezebb testet nehezebb gyorsítani:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}.$$

A II. axiómát tömören úgy is megfogalmazhatjuk, hogy az erő a gyorsulás oka és feltétele. Ha látunk egy gyorsuló testet, biztosak lehetünk benne, hogy erő hat rá. Vagy, ha gyorsítani szeretnénk egy testet, akkor erőhatást kell rá gyakorolnunk.

Ha több erő hat egy testre, az úgy gyorsul, mintha csak egy erő, az erők eredője hatna rá:

$$\sum \mathbf{F} = m\mathbf{a}.$$

Ezt szokás Newton IV. törvényének vagy a szuperpozíció elvének nevezni [5]. Ebből az következik, hogy a test gyorsulását megkaphatjuk, ha az egyes erők okozta gyorsulásokat összeadjuk. Más szavakkal: a testre ható erők külön-külön, egymástól függetlenül okoznak gyorsulásokat, és a tényleges gyorsulás ezek vektori összege. Speciális esetben, ha a testre ható erők eredője nulla, a test gyorsulása is zérus. Ezt az esetet – nem túl szerencsés módon, de elég gyakran – azonosítják a tehetetlenség törvényével [6].

Inerciarendszer

Ez az egyik nehezen elsajátítható fogalom. Pontos, érthető, ellentmondást nem tartalmazó megfogalmazása sem egyszerű. Tankönyveinkben a következő definíció olvasható: „Az olyan vonatkoztatási rendszereket, amelyekben érvényes a tehetetlenség törvénye, inerciarendszereknek nevezzük” ([1] 67. old., [2] 33. old., [4] 52. old.). Még egy idézet: „...inerciarendszerekben egy test mozgásállapota csak környezete hatására változhat meg” ([1] 67. old.). Az első megfogalmazás szerint inerciarendszerben Newton I. törvényének, míg az utóbbi alapján a második axiómának kell teljesülnie.

Az inerciarendszer pontos értelmezését Ludwig Lange adta meg 1885-ben. Eszerint inerciarendszernek tekinthető minden olyan vonatkoztatási rendszer, amelyben három, egy pontból egyidejűleg, különböző irányokban elindított és rögtön utána magára hagyott anyagi pont pályái egyenes vonalúak [7]. Sajnos, ez a definíció nem könnyíti meg a fogalom jobb megértését az ezzel első ízben találkozók számára.

Ezért, be kell érjünk a feltétellel, hogy az inerciarendszer nem gyorsulhat. Ebből ugyan nem derül ki, hogy mihez képest nem gyorsulhat a rendszer, ennek ellenére ez az a definíció, amely szinte minden tankönyvben szerepel [1, 2, 4]. Feladatok megoldásánál – gyakorlati okokból – Földhöz rögzített vonatkoztatási rendszert szoktunk választani, ami jó közelítéssel tekinthető inerciarendszernek ([1] 67. old., [2] 33. old.).

Bár a középiskolai fizika tanításában többnyire a nem gyorsuló vonatkoztatási rendszereket részesítjük előnyben, sok esetben éppen a gyorsuló rendszer megválasztása teszi lehetővé a feladat egyszerűbb megoldását. Ezért – amennyiben van rá mód (emelt szintű felkészítés, fakultáció, szakkör) – érdemes az utóbbival is foglalkozni.

Támaszkodjunk a szerény, de biztos tapasztalatra. A hirtelen gyorsuló vagy fékező jármű, az induló vagy megálló felvonófülke jó példa gyorsuló rendszerre. Sok tanuló hallott arról is, hogy a vadászpilótákat vagy az űrhajósokat milyen kiképzésnek vetik alá annak érdekében, hogy kibírják a nagy túlterhelést, a sok g -t.

Példák gyorsuló rendszerre

1. példa

Egy vasúti kocsiban van egy inga, amely kitér, ha a vonat gyorsul. Mekkora szöget zár be a függőlegessel az inga fonala a kitérített egyensúlyi helyzetben? Mekkora a fonálerő (2. ábra)?

Inerciarendszerből szemlélve a jelenséget azt látjuk, hogy az eredetileg függőleges helyzetű, egyensúlyban lévő inga felfüggesztési pontja gyorsulni kezdett. A fonálra akasztott test csak akkor tudja követni a kocsit mozgását, ha a fonal olyan helyzetet vesz fel, hogy a kötélrő vízszintes komponense biztosítani tudja a test megfelelő gyorsítását. A függőleges komponens egyensúlyt tart a nehézségi erővel. Mozgásegyenletből:

$$K_x = m a \quad \text{és}$$

$$\frac{K_x}{m g} = \operatorname{tg} \alpha$$

feltételből a kérdéses szög kiszámítható. A kötélrő:

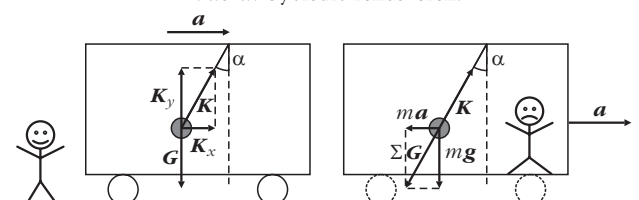
$$K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}.$$

Gyorsuló rendszerből nézve a kitérített testet egyensúlyi helyzetben találjuk. A nehézségi erőn kívül még egy, a mozgással ellentétes irányú tehetetlenségi erő is hat. Ezek eredője határozza meg a kötél helyzetét és a kötélrő nagyságát, vagyis:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{a}{g} \quad \text{és}$$

$$K = \sqrt{(m g)^2 + (m a)^2}.$$

2. ábra. Gyorsuló rendszerek.



2. példa

Számítsuk ki egy gyorsulva emelkedő inga periódusidejét (3.a ábra)! Inerciarendszerből nézve a gyorsuló liftben a kötélerő bontásával: $K_x = K \sin \alpha = m \omega^2 x$; $K_y = K \cos \alpha$; $K \cos \alpha - mg = ma$ (ha fölfelé gyorsul a lift)

$$\frac{K_x}{K_y} = \tan \alpha = \frac{\omega^2 x}{a + g} = \frac{x}{l} \omega = \sqrt{\frac{a + g}{l \cos \alpha}}$$

Kis szögeknél $\cos \alpha \approx 1$. Ebből:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{a + g}}$$

Gyorsuló rendszerből nézve ugyanezt az eredményt megkapjuk egy lépésben eredő gyorsulással számolva:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{a + g}}$$

Gyorsuló rendszerből nézve hasonló megoldást kapunk a vízszintesen gyorsuló inga esetén is (3.b ábra):

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g'}}, \text{ ahol } g' = \sqrt{a^2 + g^2}.$$

A megoldás inerciarendszerből nézve meglehetősen problematikus.

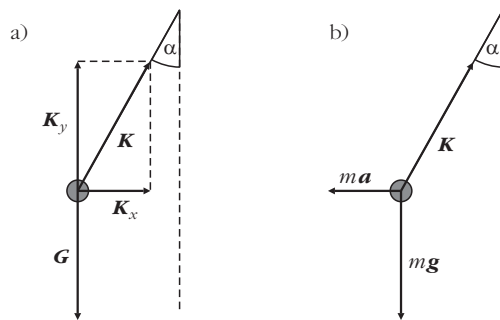
Vannak más jelenségek is, amelyeket tehetetlenségi erőkként bevonásával érdemes magyarázni. Ilyen például a hirtelen megállított, levest tartalmazó tányér vagy gyorsuló akvárium esete. Itt – a vízszintesen gyorsuló ingához hasonlóan – a gravitációs mezővel egyenértékű hatás lép fel. A Föld vonzásából származó „valódi” gravitáció és a tehetetlenségi erő eredője határozza meg a megfigyelhető folyadékfelszín alakot a lejtő aktuális dőlésszögét. Sajnos, az általános relativitáselméletből ismert ekvivalencia, illetve a kovariancia elve [8] – a tehetetlenségi erőkhöz hasonlóan – meghaladja a középiskolai szintet. Ennek ellenére érdemes az érdeklődő diákok figyelmét ezekre a fogalmakra is felhívni.

Lendület, lendülettétel

Mit értünk mozgásállapot alatt? A mozgástanban ez a sebesség. Mivel egy kölcsönhatás következménye a sebességen kívül nagymértékben függ a testek tömegétől, ezért a dinamikában a mozgásállapotot lendülettel (impulzussal) jellemezzük: $I = mv$. Állandó tömeg esetén a lendületváltozás a sebességváltozásban nyilvánul meg: $\Delta I = m \Delta v$. Δt idő alatt a lendületváltozás:

$$\frac{\Delta I}{\Delta t} = m \frac{\Delta v}{\Delta t} = m a = F.$$

Tehát lendületváltozással erőhatás érhető el, ami annál nagyobb, minél kisebb a lendületváltozás időtartama. Ha földhöz csapunk egy kemény diót, az nagy valószínűséggel darabokra törik. A cselekvésünk



3. ábra. Függőlegesen (a) és vízszintesen (b) gyorsuló inga.

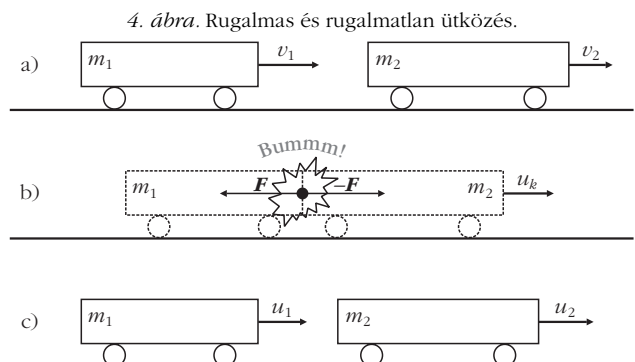
eredményessége két tényezőtől függ: mekkora lendületváltozást szenved a dió becsapódáskor, és mennyi idő alatt következett be ez a lendületváltozás. Az időtényező kulcsfontosságú: szilárd, kemény felület rövid idő alatt fékezi le a tetet. Kölcsönhatás következtében fellépő deformáció hatására a rideg testek eltörnek. Mondhatunk ellenpéldákat is, amikor a kölcsönhatás időtartamának (gyakran tudatos) növelése csökkenti a kölcsönhatás során ébredő erőhatást. Gondoljunk a légszák vagy a biztonsági öv szerepére, vagy arra, hogy mi lenne, ha magasugrás során nem szivacsra, hanem betonra érkeznenek. A dió sem a hajítás során tört el, pedig ugyanakkora volt a lendületváltozása gyorsításkor, mint fékezéskor.

Az erő képletet ΔI -re rendezve megkapjuk a lendülettételt: $\Delta I = F \Delta t$. Egy test lendületének megváltoztatásához nem elég, ha erővel hatunk rá. Legalább ilyen fontos a kölcsönhatás időtartama. Például súlylökéskor csak akkor számíthatunk megfelelő eredményre, ha a kellő fizikai erőnlét mellett elsajátítjuk a minél hosszabb kölcsönhatási időt biztosító dobástechnikát. Sok tehetetlenséget szemléltető kísérlet alaposabb elemzésére is kiválóan alkalmas a lendülettétel [9].

Lendületmegmaradás

A lendülettételből következik, hogy erő hiányában a lendület nem változik, tehát állandó. Ez lényegében a dinamika I. törvénye. A lendületmegmaradás tétele (LMT) ennél többet jelent.

Vizsgáljuk meg két kiskocsi ütközését (4. ábra). Az egyszerűség kedvéért legyen mozgásuk azonos irányú, $v_1 > v_2$. Ütközés pillanatában a hatás-ellenhatás törvény értelmében a két test között azonos nagyságú, ellentétes irányú erők hatnak: $F_{1,2} = -F_{2,1}$. Mivel a



4. ábra. Rugalmas és rugalmatlan ütközés.



5. ábra. Newton-bölcső.

kölcsönhatás időtartama mindkét test számára azonos, így $m_1 \Delta v_1 = -m_2 \Delta v_2$. Ha az ütközés során a testek együtt maradnak (4.a-b ábra), vagy kezdetben együtt haladtak, és azt követően váltak külön egymástól (4.b-c ábra), akkor az ilyen kölcsönhatást tökéletesen rugalmatlannak nevezzük. Ha a kölcsönhatás során nem keletkezik maradandó deformáció, azaz a testek az ütközést követően mechanikai energiavesztés nélkül külön-külön haladnak tovább, a kölcsönhatás tökéletesen rugalmasnak tekinthető (4.a-b-c ábra). Ilyenkor:

$$\begin{aligned} m_1(u_1 - v_1) &= -m_2(u_2 - v_2), \\ m_1 v_1 + m_2 v_2 &= m_1 u_1 + m_2 u_2, \end{aligned}$$

ahol v és u a testek kezdeti és végsebességét jelöli. Rugalmatlan ütközésnél:

$$\begin{aligned} m_1(u_k - v_1) &= -m_2(u_k - v_2), \\ m_1 v_1 + m_2 v_2 &= (m_1 + m_2) u_k, \end{aligned}$$

ahol u_k az ütközés közben kialakult közös sebesség:

$$u_k = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2},$$

amely megegyezik az $m_1 + m_2$ össztömegű pontrendszer tömegközéppontjának sebességével. Mivel a tömegközéppont sebességét csak külső erők képesek megváltoztatni, így nem meglepő, hogy belső erők hatására a lendületösszeg állandó marad. Rugalmas ütközésnél a kölcsönhatás utáni sebességek kiszámíthatók:

$$\begin{aligned} m_1(u_1 - v_1) &= -m_1(u_k - v_1), \\ u_1 &= 2 u_k - v_1 = 2 \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} - v_1 \end{aligned}$$

és hasonlóan

$$u_2 = 2 u_k - v_2 = 2 \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} - v_2.$$

Számtalan példát lehetne felsorolni a lendületmegmaradás megnyilvánulására. Most csak kettőt említek. Ha függőlegesen szilárd felületre esik egy pohár, vagy a már korábban említett dió és számtalan különböző

méretű darabra török, a szilánkok az egész padlót beborítják, ami bosszantó, de törvényszerű: a még sértetlen tárgy – esés közben – nem rendelkezik vízszintes lendületkomponenssel, ezért a padló síkjában szétrepülő darabok összlendületének is nullának kell lennie. Ez a feltétel nem valósulhat meg úgy, hogy minden szilánk egy irányba, például a kuka felé szálljon.

Newton-bölcső

A lendületmegmaradására szintén jó példa a Newton-bölcső. Azonos hosszúságú fonalakra bifilárisan felfüggesztett golyók egy szinten, szorosan egymás mellett helyezkednek el (5. ábra). Ha az egyik szélső golyót kitérítjük, majd elengedjük, az ütközik a nyugvó golyóval. A felfüggesztett golyók számától függetlenül mindig csak annyi golyó lendül ki, ahány a kitérés után ütközött az ingával. A meglepő viselkedés magyarázata abban rejlik, hogy a lendületmegmaradás törvényen kívül a mechanikai energiamegmaradás is teljesül:

$$m_1 v_1 = m_2 v_2,$$

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2.$$

Az egyenletrendszer megoldása: $m_1 = m_2$. Tehát a magyarázat nem túl bonyolult, de nem várható el, hogy a tanulók ezt megtegyék az energiamegmaradás-törvény ismerete nélkül ([1] 80. old.).

Összegzés

A dinamika megalapozása fontos, ugyanakkor nehéz feladat. Tanulócsoporttól függően gondos mérlegelés tárgya a megfelelő mennyiségű információ kiválasztása, korrekt módon történő tárgyalása. A definíciók helyénvaló alkalmazásával, egyszerű, de látványos kísérletekkel, jó példákkal elősegíthető a szövevényes fogalom tárában rejlő tartalom jobb megértése, a használható tudás megszerzése.

Irodalom

1. Nagy A., Mező T.: *Fizika 9*. Maxim Könyvkiadó, Szeged (2008)
2. Halász T.: *Fizika 9*. Mozaik kiadó, Szeged (2003)
3. <http://www.youtube.com/watch?v=T1ux9D7-O38>
4. Gulyás J., Honyek Gy., Markovics T., Szalóki D., Varga A.: *Fizika Mechanika*. Műszaki könyvkiadó, Budapest (1999)
5. http://www.tankonyvtar.hu/hu/tartalom/tamop425/0033_SCORM_GEFIT6101/sco_02_01.scorm
6. <http://www.sulinet.hu/tovabbtan/felveteli/tkuj/fizika/dinamika/dinamika.html>
7. <http://www.google.hu/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=9&ved=0CF0QFjAI&url=http%3A%2F%2Fmembers.iif.hu%2Frad8012%2Fkozegyzfz%2Fh1-newton.doc&ei=yX7QUfmmMMORtQbsi4Fw&usq=AFQjCNGPseQ9MnCsBEqOKtc0-8oN2BM4Ew&bvm=bv.48572450,d.Yms>
8. A. Hudson, R. Nelson: *Útban a modern fizikához*. LSI Oktatóközpont, Budapest (1994) 1010., http://dept.phy.bme.hu/vik_fiz2_peldak/HUDSON%2041%20fej%201011-1017.pdf
9. Öveges J.: *Játékos fizikai kísérletek*. Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest (1995) 5–16.

IFJÚ FIZIKUSOK NEMZETKÖZI VERSENYE

– rövid beszámoló a 2013. évi tajvani tornáról

Hömöstrei Mihály
Német Nemzetiségi Gimnázium

Idén július 24. és 31. között 26. alkalommal rendezték meg Tajvanon az Ifjú Fizikusok Nemzetközi Versenyét (International Young Physicists' Tournament: IYPT). Korábban, *Rajkovits Zsuzsa* vezetésével és az ELTE Anyagfizikai Tanszék néhány oktatójának közreműködésével (*Skrapits Lajos, Kenesei Péter, Illy Judit*) Magyarország is szervezett sikeresen szereplő diákokat a versenyre, sőt 2000-ben az ELTE Természettudományi Kara volt a verseny házigazdája. Sajnos az utóbbi években egyre nehezebben lehetett találni elég lelkes diákokat – és fizikatanárt – aki szívesen részt vett volna ezen a rendkívül érdekes és tanulságos versenyen.

Remélhetőleg ez a jövőben másképp lesz, hiszen rengeteget tanulhatnak a diákok ebből a versenyből.

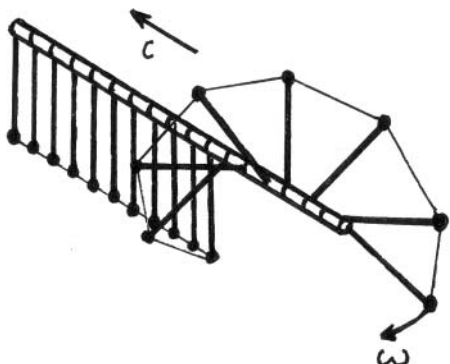
Az IYPT ugyanis nem szokványos feladatmegoldó verseny. Az IYPT kísérletezéssel, kutatással, prezentációval, tudományos vitával és esetleg publikációval is egybekötött komoly munka. Gyakorlatilag egy teljes tudományos kutatási folyamatot modellez.

Jellegéből kifolyólag komoly felkészülést igényel ez a verseny, de talán éppen ezért hatalmas a diákok nyeresége. Az ifjú fizikusok nem csak prezentálják ugyanis az eredményeiket a 17 előre megadott témából (ez az úgynevezett Reporter szerep), hanem opponálniuk is kell a másik csapat eredményeit (úgynevezett Opponent), vagy éppen értékelniük kell a vitában elhangzottakat (úgynevezett Reviewer). Azaz egy megfelelő – tudományos – vitához minden szükséges kompetenciát fejleszt egy ilyen megmérettetés. Az „összecsapást” végül egy hét tagú zsűri pontozza, természetesen indokolva az esetlegesen nagyon eltérő véleményt.

Mivel nemzetközi tornáról van szó, a verseny természetesen angolul zajlik. A diákok angoltudása eltérő, de azért továbbra is a fizikai tudás a döntő, így egyáltalán nem indulnak előnnyel az anyanyelvi csapatok.

A verseny öt forduló, minden fordulóban más-más csapatok vetik össze tudásukat és felkészültségüket. A 26 ország közül a döntőbe végül Dél-Korea, Szingapúr és Svájc csapata jutott. Ízelítőnek a döntő fordulóban bemutatott problémák.

1. ábra. A szolitonos feladat.



Szolitron

Egy vízszintes tengelyen egyenlő távolságban egyszerű ingákat helyezünk el, amelyek vékony madzaggal vannak összekötve. Minden inga a vízszintes tengely körül teljesen körbe tud forogni, de oldalirányú mozgásra nem képes (1. ábra). Vizsgáld meg a kilengések terjedését egy ilyen rendszerben! Határozd meg a létrejövő szolitonhullám sebességét, ha minden inga 360° -os forgást tesz meg!

„Hallható” fény

Fesd be egy befőttesüveg belső falának egyik felét kormossal, és lyukazd ki a fedelét, a 2. ábra alapján! Ha egy váltóáramra csatlakoztatott normál izzólámpa fénye eléri az üveg kormozott falát, egy bizonyos hang lesz hallható. Magyarázd és vizsgáld meg a jelenséget!

Mézspirálok

Egy vékony, lefelé folyó viszkózus folyadék, mint például méz, gyakran körkörös tekeredésbe kezd (3. ábra). Vizsgáld és magyarázd meg ezt a jelenséget!

2. ábra. A „hallható” fény.



3. ábra. A mézspirál.





4. ábra. Templom a Taroko Nemzeti Parkban.



5. ábra. Egy a rengeteg tajvani ételkülönlegesség közül.

Korea a szoliton viselkedését vizsgáló kutatásukat mutatta be, Szingapúr a „hallható” fény nevű feladatra kapott eredményeit prezentálta. A svájci csapat pedig a méz csurgatásakor létrejövő mozgásokat vizsgálta.

A döntő eredménye végül: 1. Szingapúr 47,4 ponttal, 2. Korea 43,7 ponttal, 3. Svájc 42,8 ponttal.

A verseny azonban nem csak munkából állt. Számos kutatási központ látogatása mellett lehetőség volt Tajvan megismerésére is. A verseny résztvevői megismerhették Tajpejt, a keleti part geológiai csodáit, a Taroko Nemzeti Park szépségeit (4. ábra), Tajvan történetét, az éjszakai piacot és még számtalan látványosságot-érdekességet-élményt (5. ábra), amit elmesélni nem, csak átélni lehet.

A résztvevők közül jövőre sokan, már mint barátok találkoznak az angliai Birmingham melletti Shrewsbury Schoolban megrendezésre kerülő 27. IYPT versenyen. Remélhetően egy erős és vidám magyar csapat is színesíti majd ezt a nemzetközi társaságot.

A hivatalos magyarországi 2014-es versenykiírás megjelent a *Középiskolai Matematikai Lapok* októberi számában. A magyar csapat¹ felkészülését a MOL Zrt. támogatja. A versenyen való részvétel költségeit a kezdetektől folyamatosan a mindenkori oktatási kormányzat fedezi.

¹ Elérhetőségek: Hömöstrei Mihály, az IYPT magyarországi szervezőbizottsági tagja: email.hypt@gmail.com, az ideiglenes magyar IYPT weboldal: hypt.uw.hu, az IYPT weboldala: ww.iypt.org

Ez is a Kanári-szigetek!



Nézzed meg!
Töltsed le!
Mutasd meg másoknak!
Tanítsd meg diákjaidnak!

VAN ÚJ A FÖLD FELETT

Keress a fizikaiszemle.hu mellékletek menüpontjában!



A 2013-AS FIZIKAI NOBEL-DÍJHOZ VEZETŐ ÖTVEN ÉV

Horváth Dezső
MTA Wigner FK RMI

Peter Higgs angol és François Englert belga fizikus a 2013-as fizikai Nobel-díjat azért a javaslatért és a kapcsolódó számításokért kapta, amely a hatvanas évek közepén megoldotta a mikrovilág elméletének több problémáját. Ez rekordféle a Nobel-díj történetében, mert a szerzők 49 évvel az elmélet publikálása után nyerték el a díjat, ennyi ideig tartott ugyanis a kísérleti bizonyítás. A fizikában azt az elméletet fogadjuk el, amelyből mérhető adatok számíthatók, és a számítások eredménye egyezik a kísérlettel.

A legnagyobb nehézség az volt, hogy a részecskék kölcsönhatásainak addigi elmélete nem viselte el az alapvető elemi részecskék tömegét, sem a fermionokét, az anyagi részecskékét, sem a kölcsönhatásokat közvetítő bozonokét, holott tudjuk, hogy az anyagi részecskéknek és az atommagbomlásokat vezérlő gyenge kölcsönhatás közvetítő bozonjainak nem zérus a tömege. Brout, Englert és Higgs 1964-ben közölték egy elképesztő új elméletet (BEH-elmélet, Brout nem érte meg a sikert): feltételezték, hogy az üres tér maximális szimmetriáját elrontja egy mező, és a tömegek azzal az erőterrel kölcsönhatásban keletkeznek. Analógiáért a vízben való futáshoz szoktunk folyamodni: a közegellenállás miatt nehezebben mozgunk, úgy érezzük, mintha megnőne a tehetetlen tömegünk. A BEH-mechanizmus, a tömegek bevezetésén kívül megteremti a Higgs-bozont a BEH-mező saját gerjesztéseként, a Higgs-bozon léte pedig eltávolít az elméletből olyan matematikai nehézségeket, amelyek korábban lehetetlenné tették bizonyos részecskefolyamatok valószínűségeinek számítását. A tömegeket tehát nem a Higgs-bozon, hanem a Világegyetemet kitöltő, a Higgs-bozont is keltő erőter, a BEH-mező hozza létre. Az elméletet Brout és Englert mellett egyidejűleg, de tőlük függetlenül Peter Higgs is kidolgozta, az új, tömeggel rendelkező bozonig azonban csak Higgs jutott el.

Az új részecske, amelyet Higgs-bozonnak neveztek el, annyira furcsa, hogy sokáig senki sem akarta elhinni léte-

zését. Az elemi részecskéket sokféle tulajdonság jellemzi, ezeket kvantumszámoknak hívjuk. Az elektronnak például a tömegén kívül van elektromos töltése, leptonszáma, perdülete és mágneses momentuma, a protont alkotó kvarkoknak mindezekon kívül még színtöltése, bariontöltése és kvark-íze (izospinje) is. A Higgs-bozonnak valamennyi kvantumszáma zérus, semmiféle tulajdonsága nincs, csak a tömege (*skalár bozon*nak hívjuk). Maga Peter Higgs írja *Életem, mint bozon* című cikkében, hogy 1972 előtt csak azért hívták előadni, hogy kinevessék furcsa elméletét: „igazából csak 1972-ben kezdődött az életem, mint bozon”. A Higgs-bozon léte viszont később annyira fontosnak bizonyult a részecskefizika elméletében, a Standard Modellben, hogy amikor az elméleti fizikusok alternatív tömegképződési mechanizmusokat dolgoztak ki (többek között az ELTE Elméleti Fizika Tanszékén), gondoskodniuk kellett arról, hogy az elméletbe valamilyen módon bekerüljön egy skalár bozon. Leon Lederman ezért nevezte el istenrészecskének (ez szerencsére nem lett széles körben használatos fogalom), hiszen a régi tragédiában történő isteni beavatkozás mintájára egy csapásra megoldott egy sor problémát.

Hangsúlyoznom kell, hogy tárgyaink tömegét elsősorban energiatartalomnak és nem a Higgs-mechaniz-

François Englert és Peter Higgs 2012-ben a CERN-ben. (Fotó: Maximilien Brice, © CERN)



musnak köszönhetjük: az atomok tömegét ugyanis elsősorban a proton és a neutron tömege határozza meg, és azokban az alapvető elemi részecskék, a kvarkok járuléka kicsi.

Az utóbbi időben havonta kellett konferencián előadást tartanom a Higgs-bozon kereséséről. Október 7-én, hétfőn, Szentpéterváron megemlékeztem, hogy azt rebesgetik, Peter Higgs és François Englert kedden meg fogja kapni a Nobel-díjat, és kedden pedig meg is kapták. Valamennyiünknek nagyon jól esett, hogy a hivatalos indoklásban kísérleteinket, a CERN-i ATLAS-t és a CMS-t (mindkettőben dolgoznak magyarok, az utóbbiban nagy csoport Budapestről és Debrecenből) is megemlékez.

Az elméletet 1964-ben, 49 évvel ezelőtt publikálták, 1972-ben építették be a részecskefizika Standard Modelljébe, a Higgs-bozont azóta keressük. Jómagam csak 1994-ben csatlakoztam ehhez a munkához: akkor alakult meg magyar kutatócsoportunk budapesti és debreceni fizikusokból (köztük *Pálinkás Józseffel*, az Akadémia mostani elnökével) a CERN OPAL kísérletéhez csatlakozva. A CERN LEP (Nagy elektron-pozitron ütköztető) gyorsítóját 1996-ban a Higgs-bozon keresésére fejlesztették tovább, és a Nagy Hadronütköztetőt, az LHC-t már elsősorban a Higgs-bozon megfigyelésére építették. A két nagy kísérlet, a CMS és az ATLAS 2011-ben egyre jobban közelített a megfigyeléshez, és 2012 júliusában már sikerről számolhattunk be. Azt azonban, hogy a megfigyelt új bozon nagy valószínűséggel tényleg a Standard Modell Peter Higgs által megjósolt bozonja, csak a teljes 2012-es adattömeg értékelése után mondhattuk ki.

Az LHC óriási adattömeget produkál; anélkül esélyünk sem lett volna a Higgs-bozon megfigyelésére, azzal viszont az új részecskét olyan bomlási csatornában kellett keresnünk, amelyeknek igen kicsi a valószínűsége; a kétfotonos és a négy töltött leptonos bomlásokban. A jelnek a háttértől való elválasztása csak statisztikusan történik, nem tudjuk egyértelműen megmondani, melyik eseményünk származik Higgs-bozontól. Az LHC működése során egyre nőtt a rendelkezésre álló adattömeg, és a 2011-ben, 7000 GeV proton-proton ütközési energiánál gyűjtött adatokból látszott, hogy az elméleti előrejelzéseknek megfelelően, viszonylag kis tömegű Higgs-bozon várható. A kísérletileg kizárt tömegtartomány ugyanis a 114 és 160 GeV/c² közötti részt az ott megfigyelt eseménytöbblet miatt mindkét kísérletnél, mind a CMS-nél, mind pedig az ATLAS-nál szabadon hagyta. 2012 tavaszán az LHC nagyobb, 8000 GeV proton-proton ütközési energiával, és a 2011-esnél jóval nagyobb luminositással indult újra. Azért, hogy megakadályozzák a torzított analízist, a résztvevő fizikusoknak szimuláció alapján bizonyítaniuk és publikálniuk kellett eljárásuk helyességét, mielőtt a kísérleti adatokhoz nyúlhattak. Ezt vak analízisnek hívják és az orvostudományból ered. Az adatokat előre rögzített időpontban, egyszerre nyitották meg valamennyi kísérleti csoport számára.

Megállapodás szerint a gyorsító kísérletekben a felfedezést akkor közlik, amikor az új jelenség a kísérleti bizonytalanság legalább ötszörösével kiemelkedik a zajból, és akkor fogadják el mások, amikor független másik kísérlet is észleli. Az LHC esetén ez egyszerű volt, hiszen a Higgs-bozon jele az adatok rögzítésével fokozatosan kiemelkedett mindkét kísérlet észlelései közül. A kísérleti bizonytalanságnak van statisztikus és szisztematikus járuléka: a statisztikus az észlelt események számából ered, a szisztematikus viszont rengeteg összetevőből: észlelési hatásokok, kalibrációk, a szimuláció feltevései és bemenő paraméterei. Mivel a hiteles megfigyeléshez egyetlen bizonytalanságra van szükség a mért paraméterhez, általában marginalizáljuk (kiintegráljuk) a fizikai paraméterek mellől az adott fizikai probléma számára érdektelen, zavaró paramétereket. Ez pontosabb lehetséges hibabeclést ad, mintha a hibaterjedés szabályainak megfelelően összeadnánk a statisztikus és szisztematikus bizonytalanságokat.

A két LHC-kísérlet, az ATLAS és a CMS 2012. július 4-én jelentette be óriási sajtónyilvánosság mellett, hogy látnak egy új részecskét a Higgs-bozonéhoz hasonló tulajdonságokkal. Állítólag *Benjamin Franklin* mondta, hogy három ember akkor tud titkot tartani, ha közülük kettő halott. Egy kísérleti eredményt akkor lehet nyilvánosságra hozni, ha azzal a résztvevők egyetértenek. Az LHC-kísérletek 6000 résztvevője tanúja volt annak, hogyan gömbölyödik a Higgs-bozon megfigyelése. Nem csoda tehát, hogy a július 4-i bejelentés eredményét a *Nature* folyóirat világhálós változata már július 2-án nyilvánosságra hozta. Korábban is voltak lelkes kutatók, akik az együttműködések bosszúságára bejelentették blogokban és interjúkban a Higgs-bozon felfedezését különböző tömegeknél; ezeket az együttműködések vezetői azonnal cáfolták. A július 4-i bejelentés hitelét azonban nagyban növelte a CERN előkészítő munkája: a sajtó és az elmélet kidolgozóinak meghívása egyértelművé tette, hogy drámai bejelentés várható. Az ülésről *Pásztor Gabriella* színes beszámolót írt a *Fizikai Szemle* 2012. októberi számában.

Nagyon érdekes a megfigyelt Higgs-bozon tömege: értéke, amely a hidrogénatom tömegének 135-szöröse, igencsak sajátosnak tűnik. A téma jelentőségét mutatja, hogy 2013 szeptemberében Madridban konferencia volt „Miért $M_H = 126$ GeV?” címen. A számítások szerint ez az érték azt mutatja, mintha a Standard Modell érvényes volna egészen nagy energiákig, pedig az elmélet több problémája (a sötét anyag létezése, a gravitáció sajátosságai, jobb-bal aszimmetria, az antianyag hiánya a Világegyetemben) arra vall, hogy kell lennie a Standard Modellen túli fizikának. Több előadó megjegyezte, hogy ez a Higgs-tömeg olyan mintha „valaki viccelődne velünk”, és többször előkerült az antropikus elv is. Elkerülhetetlen tehát, hogy részleteiben tanulmányozzuk a megfigyelt Higgs-bozon tulajdonságait. Erre 2015-től lesz lehetőség az LHC fejlesztéseként megnövelt energiája és intenzitása segítségével.

HORVÁTH PÉTER, 1947–2012

Az egykori MTA KFKI műszaki osztályvezetője, több ipari cég fejlesztési igazgatója, *Horváth Péter* Állami Díjas fizikus 2012. június 15-én, életének 65. évében elhunyt.

Horváth Péter az ELTE-n szerzett fizikus diplomát 1970-ben. Diplomamunkáját a KFKI Szilárdtestkutatói Intézet Mérésfejlesztési Osztályán készítette *Tóth Ferenc* osztályvezető irányításával a huzalmemória-technológia kidolgozásához szükséges elektronikai mérőrendszer-fejlesztés témakörében. Közös elektronikai érdeklődésükre már a *Tóth Ferenc* által, az ELTE fizikus hallgatói számára tartott elektrotechnikai laborgyakorlat során fény derült. Noha mindketten fizikus diplomát szereztek, életük nagy részében gyakorlatilag mindvégig magas színvonalú villamosmérnöki fejlesztő tevékenységet végeztek.

Horváth Péter esetében az elektronika iránti érdeklődés már általános iskolás korában megmutatkozott: az 1960-as évek elején rádió adó-vevőt épített és működtetett, ami a nyugati határszélhez közeli faluban az iskolaigazgató papára nézve nem volt veszélytelen vállalkozás... Középsiskolás korában a kollégiumban rádiós szakkört hozott létre. Ismeretségem vele ebből az időből származik, részben az ő biztatására jöttem utána magam is az ELTE fizikus szakára, illetve a huzalmemória témára is az ő közvetítésével kerültem diplomamunkásnak a KFKI-ba, ahol ezen a témán öt évig együtt dolgoztunk. Horváth Péter invenciózus és lényeglátó szakember volt, nagy szakértelemmel és munkabírással, akivel minden kollégája szívesen dolgozott együtt. Bármelyik felmerült, megvalósítandó ötletbe nagy erővel vetette magát és nem nyugodott a feladat végrehajtásáig.

A huzalmemória-programban kifejtett tevékenységét a munkatársaival együtt kapott KFKI Intézeti Díjjal ismerték el 1974-ben. Az ezen fejlesztéshez szükséges elektronika kidolgozása során nagy tapasztalatra tett szert a gyorsimpulzusos mérés-technika és az alacsony zajszintű analóg áramkörök fejlesztése területén. Következő feladatköre során gyors fel/lefutású jelek feldolgozásához szükséges úgynevezett tranzien rekorder berendezés fejlesztését oldotta meg nemzetközi színvonalon, de emellett az intézeti kutatás aktuális problémáinak megoldásához szükséges különböző műszerek fejlesztését is elvégezte (például áramgenerátorok, jelerősítők, programvezérlők, mintavételező erősítők, adatbeviteli egységek). Ezen fejlesztések különös jelentőségét az adta, hogy az akkor érvényben lévő COCOM-listás embargó miatt a leg-

több ilyen fejlett eszköz beszerzése lehetetlen volt, sőt még az ezek kifejlesztéséhez szükséges berendezések (például nagyfrekvenciás, többcsatornás vagy tárolós oszcilloszkópok) beszerzése is csak kerülő utakon, az embargó kijátszásával volt lehetséges. Az 1980-as évek közepén jelentősen hozzájárult a KFKI Szilárdtestfizikai Kutatóintézetben az üreges katódú nemesgáz-nemesgáz és nemesgáz-fémgőz keverékű gázlázerek fejlesztéséhez korszerű elektronikájú, kompakt tápegységek építésével. 1987–1990 között a KFKI Mikroelektronikai Kutatóintézet műszaki osztályvezetőjeként szintén a kutatási háttérrel biztosító eszközök fejlesztését irányította.

1980-tól kezdődően egyre szorosabb kapcsolatba került volt évfolyamtársával, *Ferenczi Györggyel*, aki az MTA Műszaki Fizikai Kutatóintézetében dolgozott a félvezetők hibaszervezetének vizsgálatán. Erre a célra – másokkal is együttműködve – közösen fejlesztettek ki egy félvezető-mélynívó spektrométert (DLS). Horváth Péter ezért a fejlesztésért 1984-ben Kiváló Feltaláló kitüntetést, 1988-ban pedig Állami Díjat kapott két társával közösen. Ezen világszínvonalú és – továbbfejlesztett változatban – a világgpiacon még most is értékesíthető készülék gyártására jött létre 1989-ben az azóta is sikeres SEMILAB cég, aminek Horváth Péter is



alapító tagja, majd 1990-ben átkerülve ide, tíz évig a műszaki igazgatója volt. A készülék kifejlesztése szép példája a megfelelő szilárdtestfizikai tudással valamint korszerű mérnöki ismeretekkel és vénával rendelkező szakemberek eredményes együttműködésének.

A SEMILAB cégnél eltöltött mintegy tíz év után 2000-ben a KFKI telephelyen működő KRAFT Elektronikai Rt., majd Energosolar Kft. fejlesztési igazgatója lett 2008-ig. Igen széleskörű volt a feladatköre: hozzá tartozott minden elektronikát érintő tevékenység a fejlesztéstől a gyártáson át az üzembe helyezésig. Itt működési területe a napelemekhez szükséges tesztberendezésektől a különféle hőkezelő kemencéken át vékonyréteg-leválasztó berendezések előállításáig terjedt. Ekkor beosztásából fakadóan elsősorban irányító-szervező szerepe volt, amit önállóan, megbízhatóan és eredményesen végzett. 2008–2011 között ugyanitt a BudaSolar Technológiai Kft. műszaki tanácsadója volt.

Szakmai pályájának megfelelően nem fejtett ki szorosabb értelemben vett tudományos tevékenységet, így csak kevés publikációja született. Ugyanakkor a tranzien rekorderre egy magyar, a DLS fejlesztésre és további félvezető minősítésre számos nemzetközi

kiterjesztésű szabadalom társszerzője volt. Az egyetemen fizikában megszerzett alapos tudást a személyes érdeklődéstől vezérelve megszerzett elektronikai ismeretekkel és műszaki precizitással ötvözve magas

elismerésekkel jutalmazott műszaki fejlesztési eredményeket ért el tevékenységével, amire méltó módon érdemes emlékezni.

Bakonyi Imre

CSÁKÁNY ANTALNÉ LÁNYI JUDIT, 1934–2013

Kedves Gyászoló Család, kedves együtt érző, Juditot, Jutkát szerető, tisztelő Megjelentek!¹

Nehéz a feladat, ha egy kortárs búcsúztatása jut az ember részéül. De az még nehezebb, ha a kortárs barátja is, és erre a helyzetre kénytelen szerető szavakat, mondatokat találni.

Ezért vált nehéz feladattá számomra, hogy az Eötvös Loránd Fizikai Társulat egyik tiszteletbeli elnökeként a Társulat, magam és a családom nevében is elbúcsúzzam Judittól, Jutkától.

Kezdjük a hivatalosabb mondatokkal. Azok számára foglalom össze az életpályáját, akik ugyan ismerték őt, de a részletekről talán kevesebbet tudnak.

Abban mindenki egyetért, aki a végső tiszteletadásra itt megjelent, hogy *Csáhány Antalné, Lányi Judit*ban az életét teljesen átszövő pedagógus-hivatású generációk egyik kiemelkedő tagját tiszteljük, szerettük – és veszítettük el.

Judit 1934. március 19-én született Budapesten. Fizika-matematika szakos diplomát 1957-ben szerzett az ELTE-n. Az 1957/58-as tanévben KFKI gyakornok. 1958-tól 1987-ig az ELTE Radnóti Miklós Gyakorló Iskola és Gyakorló Gimnáziumában tanár, 1964-től a fizika vezetőtanára. 1987-től 1995-ig az ELTE Tanárképző Főiskola adjunktusa. 1996-tól nyugdíjas óráadó, majd 1997–1999 között félállású oktató.

Egyszerű adatok, de ami mögötte van, az egy nagy-szerű pálya... Ime:

A társulati munkájának ismertetésével kezdem. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak 1968 óta tagja. A Középiskolai Szakcsoportnak több évig volt vezetőségi tagja, az Általános Iskolai szakcsoportnak megalakulásakor titkára, a Társulatnak pedig 1980 és 1990 között oktatási főtítkárhelyettese. Ezen megbízatásai során tíz éven át szervezte az Országos Középiskolai, és 15 éven át az Országos Általános Iskolai Fizikatanári Ankétokat, amelyeken évekig volt a Műhely- és Eszközbíráló Bizottság elnöke. A Társulat Díjbizottságának és az Európai Fizikai Társaság Oktatási Bizottságának 1985-től 1990-ig volt tagja, az ELFT képviselőjeként.

A Társulat Díjbizottságának az utóbbi 8 évben is tagja volt.

Az ELFT Általános Iskolai Oktatási Szakcsoportja 2003-ban elnökévé, az ELFT 2007-i Közgyűlése pedig társulati főtítkárhelyettesé választotta. Azóta képviselte az általános iskolai tanárokat az ELFT elnökségében, illetve tájékoztatta az Általános Iskolai Szakcsoport vezetését az ELFT közoktatással kapcsolatos tevékenységéről, segítve ezáltal a napi munkájukat.

Az ELFT-től 1997-ben „A fizikai gondolkodás terjesztéséért” díjat vehette át.

2008-ban az „Ericsson a fizika népszerűsítéséért” díjat kapta meg.

A szomorú valóság azonban belésozott abba, hogy elnyerhesse a hazai tanároknak talán legnagyobb elismerését jelentő díját, a „Rátz tanár úr Életműdíj”-at. Barátjaként szeretném hinni, hogy az erre vonatkozó, nagyon erős javaslat té-

nye kiszivárgott számára és e tudat segítette a nagy úton. Ő lehetett volna a következő kitüntetett.

Az a szakmai aktivitás, ami ténylegesen „életműnek” nevezhető, és amit Judit életrajza felölel, meghaladná még egy hosszú méltatás keretét is. Egy gyászbeszédét különösképpen.

De azért, kedves Judit, tedd félre szerénységed és engeddd meg, hogy néhány további esemény felidézésével folytassam – a lelki jelenlétedben!

A közoktatás kérdéseivel 1972 óta foglalkoztál. Aktívan vettél részt az MTA Elnökségi Közoktatási Bizottság Természettudományi Albizottsága által indított oktatási kísérletben, *Marx György* partnereként. A tantervhez te írtad azokat a kísérleti tankönyvvé vált kéziratokat, amelyek alapján azokban az években az általános iskola 6., 7. és 8. osztályaiban a fizikát tanították. Ezek alapján készült az általános iskolai fizikatankönyv-sorozat, amelyet a nemrég elhunyt *Károlyházy Frigyes*sellel írtatok.

1978-ban II. díjat nyertél a IV. gimnáziumi osztály fizikatankönyv pályázatán.

Alkotó módon vettél részt a kísérleti programnak a gimnáziumi osztályok számára történő kialakításában is. Az anyagszerkezetet elsőként tanulók számára jegyzetet is írtál már 1974-ben.



¹ Elhangzott 2013. szeptember 5-én a Farkasréti temetőben.

Gyakorló iskolai munkádról a minisztérium módszertani folyóiratában, *A fizika tanításában* számoltál be. Ezek következményeként meghívást kaptál az OPI Tantervi Bizottságába az általános iskolai reformtervek kidolgozásakor.

Tagja voltál az Általános Iskolai Tankönyvi bizottságnak, amely az új tantervre épülő 6., 7. és 8. osztályos fizikatanönyv pályázatokat bírálta el.

Részt vettél a szegedi munkacsoport által írt új tankönyvek kísérleti kipróbálásában, majd azok lektorálásában is.

Még egy fontos momentum: 1983–84-ben – férjed, a szintén kitűnő szakember, informatikus, *Csákány Antal*, nekünk Tóni, külföldi munkavállalása idején – az amerikai (USA) iskolák életét, az ottani iskolákban folyó oktatást tanulmányoztad. Az ott szerzett tapasztalataidat tanulmányban foglaltad össze *Oktatásfejlesztés és korszerűsítés, új technikák, eljárások és módszerek* címmel az Oktatáskutató Intézet számára.

Hazatérve Károlyházy Frigyessel megírtátok az általános iskolák 7. és 8. osztálya számára a tankönyvsorozat következő köteteit. A 8. osztályos tankönyvért 1996-ban a TANOSZ által végzett felmérésben a diákoktól Tankönyvi Tetszés díjat kaptatok.

1997-ben tankönyveidhez helyi tantervi javaslatot készítettél, továbbá, ugyancsak Károlyházy Frigyessel, elkészítettétek a tankönyvek témazáró feladatlapjainak és a hozzájuk tartozó megoldásokat tartalmazó kiadványok NAT szerinti átdolgozását is.

Több mint 60 cikk, több mint 50 szakmai előadás fémjelzi a munkásságodat.

Kedves Jutka! Talán nem véletlen, hogy az Eötvös Társulat elnöksége engem kért fel arra, hogy itt megszólaljak.

Leányotoknak írt kondoleáló mondataimban arról szóltam, hogy a Csákány-családnak fontos szerepe volt abban, hogy mi, *Gyulaiék*, szocializálódhattunk Budapesten a hetvenes években. A KFKI-ba kerülésem kapcsán nagyon baráti, meleg érzést jelentett, hogy két család, Csákányék és *Jékiék* különösen barátjukká fogadtak minket. A barátság tartalma meglepően hangozhatik egy gyászbeszédben, de azért szölok erről a gyászoló barátainak, mert egy olyan arcodat, arcotokat mutatja meg, amely a teljes élet élését, a reneszánsz ideálokat mutatja: rendszeresen, ciklikusan

főzőversenyeket rendeztünk, szigorú szabályokkal... Ezekben már gyermekeink is szerepet kaptak...

Adja Isten, hogy valahol folytathassuk azt a barátságot, amely sok-sok értékkel gazdagított – engem biztosan.

Jutka és Tóni, nagyon fogtok hiányozni – az én temetésemről.

Nyugodjatok együtt békében, szeretetben...

Gyulai József

Búcsú Csákány Jutkától

A több mint másfél évtizedes – méltósággal és csodálatos lelki erővel viselt – betegsége elrabolta közülünk szeretve tisztelt kollégánkat, barátunkat, akit a fizikatanárok Csákány Jutkaként ismertek, emlegettek. Nagyon sokak számára ez a név előhív egy kedves, segítőkész, mindig mosolygó arcot, egy tevékeny, lelkes, az elveiért, elképzeléseiért kiálló, a fizikatanítás sikeréért küzdeni tudó ember arcát.

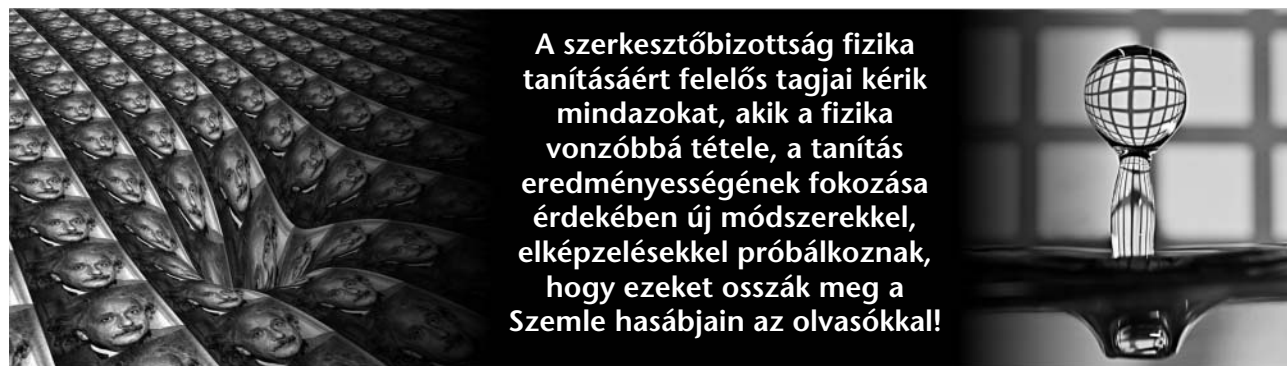
Életében a külső körülmények sokszor súlyos próbatételre kényszerítették, azonban minden nehézséget leküzdve készült fel élethivatására, a 42 évig végzett fizikatanári munkára. Tanított gimnazistákat, fizikaszakos tanárjelölteket, akik számára Ő volt az életüket meghatározó TANÁR.

A fizikatanítás érdekében végzett önzetlen tevékenysége több részből állt. Példaadó tanári munkája, kísérletező, fejlesztő tevékenysége, a modern gondolatok iránti fogékony érdeklődése és ezek terjesztése volt ehhez a szakmai, erkölcsi alap. A különböző választott tisztségeivel összefüggő szervező munkájával is a fizikatanárok minőségi munkáját és a tehetséges tanulók fejlődését segítette. Az Öveges József Kárpát-medencei Fizikaverseny májusi döntőjéhez ő készítette a feladatsorokat, irányította a versenybizottság munkáját.

Halála nemcsak családjának nagy fájdalom, de alig pótolható veszteség a fizikatanárok és a fizikát tanuló fiatalok számára is, hiszen az értük dolgozók közül a legjobbak egyikét veszítettük el.

Köszönünk Neked mindent! Nyugodj békében! Rád gondolva erőt kapunk a közös feladatok elvégzéséhez!

Lévainé Kovács Róza elnök
ELFT Általános Iskolai Szakcsoport



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

EURÓPAI ÉRDEKESSÉGEK A *EUROPHYSICS NEWS* VÁLOGATÁSÁBAN (2013. május–június)

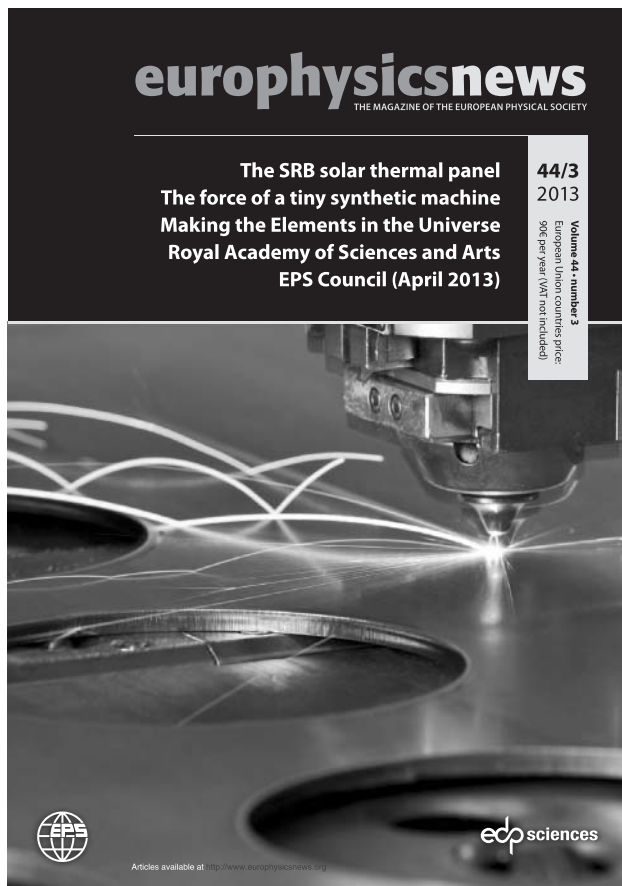
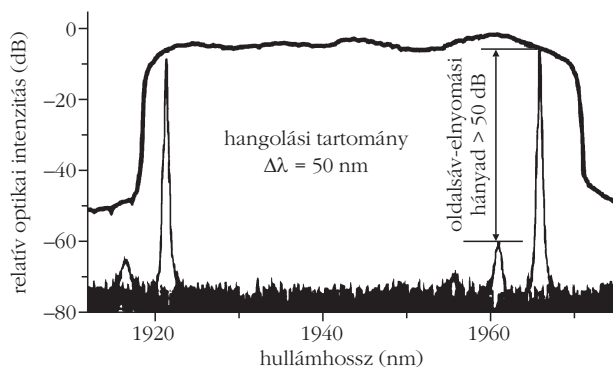
A *Europhysics News* az Európai Fizikai Társulat magazinja, amely kéthavonta (évente hatszor) ad hírt az európai fizikai folyóiratokban publikált legújabb és legérdekesebb eredményekről. A *Fizikai Szemle* Hírek – Események rovatában a jövőben magyarul rendszeresen olvasható lesz néhány kiemelkedő cikk rövid leírása, amely a *Europhysics News*-ban megjelent összefoglaló ismertetés fordítása.

Potenciálisan mérgező gázok lézeres detektálása

T. Gruendl és 10 társszerzője: 50 nm continuously tunable MEMS VCSEL devices with surface micromachining operating at 1,95 μm emission wavelength. *Semiconductor Scientific Technology* 28 (2013) 012001.

A munkahelyi és a lakóhelyi biztonság növeléséből eredeztethető igény az egyik fő hajtóereje a nanotechnológia és a lézerfizika új fejleményeinek. A mérgező gázok jelentik talán a legnagyobb veszélyt láthatatlanságuk és gyors, időnként halálos hatásaik miatt. Napjainkban óriási az érdeklődés az e gázok helyszíni detektálására alkalmas hordozható berendezések iránt. A szükséges kulcstechnológiát valósítják meg a Felületi Mikrogépészeti (SMM – Surface Micro Machined) eljárással készült Mikro Elektromechanikai Rendszerű Független Felületi Emissziós Üreg Lézerek (MEMS VCSEL – Micro-Electro-Mechanical-System Vertical-Cavity-Surface-Emission-Laser). A VCSEL olyan függőleges emissziójú lézer, amelynek különlegesen alacsony az áramsűrűségi küszöbe, ugyanakkor elegendően nagy optikai teljesítménye megfelelő gázérzékelő-alkalmazásokra. A felső, reflektorként alkalmazott monolitikusan integrált membrán (erre a komponensre utal a MEMS rövidítés) használható eltérítő elemként. Helyzete egyaránt állítható elektrotermikus és elektrosztatikus hatással. Az így

1. ábra. A megvalósított egymódusú SMM VCSEL struktúra folytonos hangolási tartományát illusztráló burkoló függvény és két spektrum.



kialakított légrés folytonosan változtatható, amellyel együtt változik az emissziós hullámhossz. A változtatással lehetővé válik a gáz kiválasztott abszorpciós vonalainak folyamatos letapogatása. A bemutatott lézerek az első széles sávon hangolható eszközök a gázérzékelés hullámhossztartományában. Ezeket az eszközöket 50 nm szélességű tartományban folytonosan lehet hangolni és 50 dB oldalsáv elnyomással jellemezhetők (1. ábra). Optikai csúcsteljesítményük 1 és 2 mW között változik és nagyon alacsony a küszöb áramsűrűségük (2,2 kA/cm²). Mindezek alapján kiválóan alkalmazhatók a vázolt célokra.

Hi-Fi egyfotonos források

V. D'Auria, O. Morin, C. Fabre, J. Laurat: Effect of the heralding detector properties on the conditional generation of single-photon states. *Eur. Phys. J. D* 66 (2012) 249.

Számos kvantumtechnológia – mint a kriptográfia, a kvantumszámítás és a kvantumhálózatok – feltételezi az egy-fotonos állapotok használatát. A cikk szerzői

azt tisztázták, hogy mennyiben befolyásolják a foton-detektorok tulajdonságai egy megbízhatóan egy-fotonos állapotokat generáló forrás kialakítását. Meghatározták a forrás azon kulcsparamétereit, amelyek szükségesek nagy hűségű (Hi-Fi) egy-fotonos állapotok generálásához.

A fotonok detektálásának alapgondja a zaj, illetve a detektorok azon képességének korlátai, hogy valóban egyetlen fotont észleljenek. Egyes detektorok alkalmatlanok a fotonok számának megállapítására, pusztán jelenlétüket jelzik. Mindezen hiányosságok miatt az egy-fotonos állapotok nagy megbízhatóságú generálása jelentős kihívás.

Egy-fotonos állapotokat általában két, kvantumszinten korrelált lézernyaláb segítségével állítanak elő. Ez az a séma, amely szerint egyetlen fotonnak az első nyalábbal történő észlelése ad hírt valamely egy-fotonos állapotnak a másik nyalábbal történő előállításáról.

A szerzők szimulációkkal vizsgálták meg, hogy milyen fotonok nyerhetők különböző kezdeti forrásokból. Ilyen módon meghatározták azokat a feltételeket, amelyek révén a hírvívő detektor elegendően finom felbontással állapíthatja meg a fotonszámot. E vizsgálat segítségével nagyobb megbízhatósággal generálhatók valóban egy-fotonos állapotok. Eredményeiket a szerzők két kísérleti detektor eredményeivel szembesítették.

HÍREK A NAGYVILÁGBÓL

Egzotikus kalciumizotópok tömege információkat szolgáltat a magerőkről

A létezés határán lévő egzotikus atommagok meghatározó szerepet játszanak a nukleáris kölcsönhatás – a magerők – tulajdonságainak megértésében. A különlegesen neutrongazdag atommagok különösen érzékenyek a kölcsönhatás tulajdonságaira. A kalcium kétszeresen mágikus izotópjai, a ^{40}Ca és a ^{48}Ca , ideális vizsgálati terepe a héjak kialakulásának, a stabilitás völgyétől a létezés határáig. Zárt protonhéj mellett a kalciumizotópokra vonatkozó számítások vannak az élvonalban az effektív térelmélethez lezárt három-nukleonos számításoknál. Míg a ^{51}Ca és a ^{52}Ca izotópok tömegére vonatkozó jóslásokat megerősítették a közvetlen mérések, még nyi-

tott kérdés, hogyan alakulnak a nehezebb kalcium-izotópok tömegei. A CERN ISOLTRAP repülésiidő-spektrométerénél meghatározták a ^{53}Ca és ^{54}Ca egzotikus izotópok tömegét. A mérések egyértelműen megerősítik az $N = 32$ -nél tapasztalható héjlezárodást, kiváló egyezésben az elméleti számításokkal. Ezek az eredmények tovább növelik ismereteinket a neutrongazdag anyag tulajdonságainak megértésében, valamint a nukleáris kölcsönhatás finomabb részleteinek feltárásában, amelyek jelenleg a kvantum-színdinamika elméleti fejleményeinek frontvonalában vannak.

<http://www.nature.com>

HÍREK ITTHONRÓL

Öveges Tanár Úr utódai sztárokkal

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szervezésében, az Ericsson Magyarország Kft.-nek köszönhetően a budai Science Parkban már másodszor láthattuk Öveges József tanár úr mai utódait 2013. szeptember 27-én pénteken délután 16 és 23 óra között.

Az idei Kutatók Éjszakáján a rendhagyó fizikaórák szervezője és műsorvezetője Jarosievitz Beáta Ericsson-díjas fizika-informatika szakos közép- és főiskolai tanár volt. Elsőként az Ericsson Magyarország által meghívott népszerű sztárokat, Szinetár Dóra Jászai Mari-díjas színésznőt, énekesnőt köszöntötte, majd Kovács Kokó István olimpiai és világbajnok magyar ökölvívót. Ezt követően a fiatalok kedvence Hien (Nguyen Thanh) vietnami származású magyar énekesnőt és zeneszerzőt

invitálta a színpadra, és végül az est „vizes” vendége Szívós Márton világbajnok, harmadik generációs vízilabda-játékos lépett a pódiumra.

Az izgalmas estét Jarosievitz Beáta sztárokkal együtt végzett kísérletei nyitották meg. A négy sztár aktívan vett részt a kísérletekben, és bevonták a hallgatóság köreiből helyet foglaló gyerekeket is.

A bevezető kísérletek után Jarosievitz Zoltán, matematika-fizika szakos nyugdíjas fizikatanár, a Kazinczy utcai Elektrotechnikai Múzeum dolgozója, tudományos barkácsolásra hívta a sztárokat és az érdeklődő gyerekeket. Nagy sikere volt az általa készített egyperces motoroknak, amelyeket a résztvevő gyerekek a sztárok pártfogásával együtt mutattak be.



Kirsch Éva tanárnő az egyik lelkesen kísérletező gyerek munkáját felügyeli és segíti.

Kirsch Éva matematika-fizika szakos tanárnő a Debreceni Egyetem Kossuth Lajos Gyakorló Gimnázium Ericsson-díjas vezetőtanára és igazgatóhelyettese diákjaival együtt érkezett a Kutatók Éjszakájára. A látványos, ötletes kísérletek mellett ezúttal színdarabot is bemutatott a diákokkal, *Nyomás Archimedes után* címmel.

A következő fellépő kolléga, Piláth Károly Ericsson-díjas fizikatanár, Budapestről az ELTE Trefort Ágoston Gyakorló Gimnáziumból érkezett. *Fizika mixtúra 2013* című előadása valósággal elbűvölte a közönséget látványos kísérleteivel, mint például a „tűztornádó”, infrakamera stb.

Utolsó előadóként Farkas László Ericsson-díjas matematika-fizika szakos tanár urat köszönthettük, aki Keszthelyről érkezett a Vajda János Gimnáziumból. A tanár úr *Látványos fizika* című előadásában még este 22 órakor is le tudta kötni a közönség figyelmét olyan nem mindennapi kísérletekkel, mint a tojás beszippantása vagy a négercserkés felfúvódása.

Öveges tanár úr utódai az idén is sikeresek voltak, a nagy létszámú közönség sok új élménnyel, információval feltöltődve távozott a telt házas programról.



Vajon mi történik a meggyújtott teás zacskóval? Balról jobbra: Szívós Márton, Kovács Kokó István, Szinetár Dóra, Hien (Nguyen Thanh), Jarosievitz Beáta tanárnő.

Ezúton is köszönjük az Ericsson Magyarország Kft.-nek, hogy helyt adott a rendezvény lebonyolításához, és emellett minden technikai feltételt, marketinget is biztosított a siker érdekében. Reméljük, hogy ezt az együttműködést jövőre is folytatjuk.

Referenciák:

<http://www.youtube.com/watch?v=8tfd3VRQRIY&feature=youtu.be>
http://tv2.hu/musoraink/mokka/135268_hienen_kiserleteztek.html
http://szivosmarton.hu/kepek/egyeb/20130927/kepek_20130927.html
<http://www.napimama.hu/galeria-rendhagyó-fizikaoran-a-sztarok/>
<http://www.edupress.hu/hirek/index.php?pid=egycikk&HirŐD=29601>

Kovács Kokó István olimpiai és világbajnok ökölvívó egyperces motort épít a gyerekekkel, Jarosievitz Zoltán tanár úr „vezényletével”.



Gyere el a CSOPÁ-ba!

akciók
fakirály
újdonságok
bársony hárfa
görbült vízszintes





csopa

csodák palotája

részleteket honlapunkon találsz: www.csopa.hu

Gyere el a múzeumba!

A kiállítás
korhatár nélkül,
fényképes
igazolvánnyal
ingyenesen
látogatható.

Nyitva tartás:
hétfő-péntek: 8.00-15.00
szombat: 9.00-13.00
vasárnap: ZÁRVA

Érdeklődni lehet: 75/50-74-32

MVM Paksi Atomerőmű Zrt.
7031 Paks, Pf. 71. hrsz. 8803/15
telefon és fax: 06-75-505-000; 1/355-1332
weboldal: www.atomeromu.hu
Facebook profil:
www.facebook.com/paksiatomeromu



Atomenergetikai Múzeum



mvm paksi atomerőmű

