

fizikai szemle



2014/7-8

A Föld energia-háztartása



www.nasa.gov

beérkező
napsugárzás
340 W/m²

a felhők és a légkör
által visszavert
76,5 W/m²

a felszín által
visszavert
23 W/m²

infravörös
kisugárzás
239,7 W/m²

a légkör által
elnyelt
77 W/m²

a légkör
által kibocsátott
170 W/m²

légköri ablak
40 W/m²

felhők által
kibocsátott
30 W/m²

a légkör által
elnyelt
358 W/m²

a felszín által
elnyelt
163 W/m²

a felszín által
kibocsátott
398 W/m²

visszasugárzás
340 W/m²

üvegházhatású gázok

hővezetés és
hőáramlás
hatása

18 W/m²

86 W/m²

párolgás
a talajból és
a növényzetből

nettó elnyelt
0,8 W/m²

látens hő
(állapotváltozás)

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

**Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat
havonta megjelenő folyóirata.**

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

Főszerkesztő:

Szatmáry Zoltán

Szerkesztőbizottság:

**Bencze Gyula, Czitrovsky 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:

**Az ELTE TTK pásztázó
elektronmikroszkópos
laboratóriumának fókuszált ionsugárral
(FIB) készített tevéje könnyedén áthalad
a tű fokán. (A képet Havancsák Károly és
Varga Gábor készítette
és Kaufmann Balázs színezte.)**

TARTALOM

<i>Bokor Nándor:</i> A távolságról és a sebességről, a Hubble-törvény kapcsán	218
<i>Hirn Attila, Pázmándi Tamás, Deme Sándor:</i> Sugárvédelem a világűrben	221
<i>Balla Áron, Márkus Ferenc:</i> A reaktormérgezés kiküszöbölésének lehetőségei sólvadékos reaktorokban	227
<i>Hopp Béla, Cszimadia Tamás, Tápai Csaba, Vass Csaba, Kiss Bálint, Smausz Kolombán Tomi:</i> Nem-reflektáló nanostruktúrák előállítása tömbi fémfelületeken femtoszekundumos lézeres besugárással	230
<i>Utry Noémi, Ajtai Tibor, Smausz Kolombán Tomi, Kecskeméti Gabriella, Tápai Csaba, Pintér Máté, Hopp Béla, Bozóki Zoltán:</i> Lézergenerált korom-aeroszolok fotoakusztikus vizsgálata	233
<i>Jójiárt Péter, Börzsönyi Ádám, Osvay Károly:</i> Lineáris optikai módszer vivő-burkoló fázis csúszásának mérésére	236
<i>Havancsák Károly, Kalácska Szilvia, Baris Adrienn, Dankházi Zoltán, Varga Gábor:</i> Visszaszórtelektron-diffrakciós vizsgálatok az Eötvös Loránd Tudományegyetemen – 2. rész	242
<i>Sebők Béla, Kiss Gábor:</i> Gázok transzportja membránokon keresztül: permeabilitás, diffúziós állandó és oldhatóság mérése	247
VÉLEMÉNYEK	
<i>Wiedemann László:</i> Néhány ismeretelméleti megjegyzés fizikus indíttásra	252
A FIZIKA TANÍTÁSA	
<i>Beke Tamás:</i> Termoakusztikus hanghatás vizsgálata Rijke-cső segítségével	256
<i>Hömöstrei Mihály:</i> Feketetest-sugárzás és alkalmazásai	262
<i>Kuczmann Imre:</i> A diákok hidrosztatikai nyomással kapcsolatos tudásszintje és tévképzetei	267
<i>Nagy Mária, Radnóti Katalin:</i> A grafikus ábrázolás szerepe a fizika oktatásában – egy felmérés tükrében	272
<i>Hágen András:</i> A Strouhal-szám: egy érdekes adat a madarak és rovarok repülésének vizsgálatához	278
HÍREK – ESEMÉNYEK	281

N. Bokor: On distance and velocity in Hubble's law

A. Hirn, T. Pázmándi, S. Deme: Radiation protection in space

Á. Balla, F. Márkus: The possibilities of detoxicating molten salt nuclear reactors

B. Hopp, T. Cszimadia, Cs. Tápai, Cs. Vass, B. Kiss, T. Smausz: The preparation of nonreflecting
nanostructures on metal surfaces by extremely short laser pulses

N. Utry, T. Ajtai, T. Smausz, G. Kecskeméti, Cs. Tápai, M. Pintér, B. Hopp, Z. Bozóki:
The photoacoustical analysis of laser-made soot aerosols

P. Jójiárt, A. Börzsönyi, K. Osvay: A linear optical method of measuring relative shifts of layers
K. Havancsák, Sz. Kalácska, A. Baris, Z. Dankházi, G. Varga: Research at Eötvös University
concerning electron backscatter diffraction – part 2

B. Sebők, G. Kiss: Gas transport through membranes: the measurement of permeability,
diffusion constant and solubility

OPINIONS

L. Wiedemann: Some philosophical remarks of a physicist

TEACHING PHYSICS

T. Beke: The analysis of thermoacoustical effects with the Rijke tube

M. Hömöstrei: Black body radiation and its applications

I. Kuczmann: What students know and what they misunderstand concerning hydrostatic pressure

M. Nagy, K. Radnóti: The role of graphic displays in the teaching of physics

A. Hágen: The Strouhal number: an interesting characteristic of bird and insect flight

EVENTS

N. Bokor: Über Entfernung und Geschwindigkeit im Gesetz von Hubble

A. Hirn, T. Pázmándi, S. Deme: Strahlenschutz im Weltraum

Á. Balla, F. Márkus: Möglichkeiten der Entgiftung von Reaktoren mit Salzschnmelzen

B. Hopp, T. Cszimadia, Cs. Tápai, Cs. Vass, B. Kiss, T. Smausz: Die Herstellung
von nicht reflektierenden Nanostrukturen auf Metalloberflächen durch extrem
kurzzeitige Laserbestrahlung

N. Utry, T. Ajtai, T. Smausz, G. Kecskeméti, Cs. Tápai, M. Pintér, B. Hopp, Z. Bozóki:
Die fotoakustische Untersuchung von Rußaerosolen

P. Jójiárt, A. Börzsönyi, K. Osvay: Lineare optische Methode zur Messung der Verschiebung
von Schichten aufeinander

K. Havancsák, Sz. Kalácska, A. Baris, Z. Dankházi, G. Varga: Untersuchungen an der
Eötvös-Universität rückgestreuter Elektronen – Teil 2.

B. Sebők, G. Kiss: Gastransport durch Membranen: die Messung von Permeabilität,
Diffusionskonstante und Löslichkeit

MEINUNGSÄUSSERUNGEN

L. Wiedemann: Einige prinzipiell-philosophische Bemerkungen eines Physikers

PHYSIKUNTERRICHT

T. Beke: Die Untersuchung von thermoakustischen Effekten mit der Rijke-Röhre

M. Hömöstrei: Die Schwarzkörperstrahlung und ihre Anwendungen

I. Kuczmann: Was wissen und was mißverstehen Studenten über hydrostatischen Druck?

M. Nagy, K. Radnóti: Die Rolle der graphischen Darstellungen im Physikunterricht

A. Hágen: Die Strouhal-Zahl: ein interessantes Charakteristikum des Fluges von Vögeln und Insekten

EREIGNISSE

ВНИМАНИЕ! По техническим причинам русская часть оглавления печатается отдельно на конце журнала.

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



**NATIONAL
INSTRUMENTS**



ERICSSON

**KNORR
BREMSE**



A TÁVOLSÁGRÓL ÉS A SEBESSÉGRŐL, A HUBBLE-TÖRVÉNY KAPCSÁN

Bokor Nándor
BME Fizikai Intézet

A távolság és a sebesség alapvető fizikai fogalmaink közé tartoznak. Használatuk mindennapi életünket is átszövi, és az olyan mondatok, mint például „Szombathely 112 km távolságra van Győrújbaráttól”, „A gyalogkakukk maximális sebessége 32 km/h, a prérifarkasé 69 km/h” eldönthető igazságtartalommal bírnak. Hajlamosak vagyunk magától értetődőnek tekinteni, hogy ez a jól definiáltság minden körülmények között megmarad. A természettudomány bizonyos ágai, különösen a relativitáselmélet és a kvantummechanika ugyanakkor arra tanítanak bennünket, hogy a mindennapi tapasztalatainkból évek alatt felépített intuíciónk néha a legalapvetőbb fizikai fogalmakkal kapcsolatban is csődöt mondhat, például ha az adott kísérlet méretskálája, a benne résztvevő objektumok mozgási gyorsasága jelentősen kívül van a megszokott értéktartományokon.

A Hubble-törvény *nagyon* távoli és *nagyon* gyorsan mozgó objektumokra vonatkozik, érdemes tehát megvizsgálni, hogy helyesen járunk-e el, ha naivan, mindennapi intuíciónk alapján próbáljuk értelmezni. A Hubble-törvényt általában ilyen formában szokás írni:

$$v = H_0 d, \quad (1)$$

ahol v egy távoli galaxis távolodási sebessége, d pedig a galaxis távolsága tőlünk. H_0 az úgynevezett Hubble-állandó, ami nem olyan értelemben állandó, hogy a Világegyetem története során nem változott (nagyon is változott, hiszen az aktuális értékét a Friedman–Robertson–Walker-metrika $a(t)$ skálafaktorának időfüggése határozza meg a

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$$

összefüggés szerint), hanem hogy „egy adott korban” a Világegyetem különböző helyein ugyanakkora. Talán helyesebb tehát, amikor H_0 -t a „Hubble-paraméter jelenlegi értékének” nevezzük.

A fenti bekezdésben említett Friedman–Robertson–Walker-metrika általános alakja:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - k r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\varphi^2 \right), \quad (2)$$

ahol k értéke attól függ, hogy a Világegyetem térídeje globális léptékben gömbi ($k = 1$), sík ($k = 0$) vagy hiperbolikus-e ($k = -1$), t pedig a „globális időkoordináta”. Fontos hangsúlyozni, hogy a fenti metrika által használt koordináta-rendszer önkényes választás eredménye, például az időszerű koordinátát másképp is definiálhattuk volna. Koordináta-rendszerünket úgy vesszük fel, hogy az $r = 0$ pontban van a galaxisunk

(kicsit precízebben: az $r = 0$ koordinátával rendelkező események a galaxisunkban történnek).

A Hubble-törvény szövegesen megfogalmazva tehát látszólag így hangzik: „Egy távoli galaxis távolodási sebessége a tőlünk mért távolságával egyenesen arányos.” Mennyire szabad komolyan venni ezt a mondatot? Egyáltalán: mennyire szabad az (1) egyenletet komolyan venni? Ha szó szerint értelmezzük, akkor zavarbaejtő következtetésekre kényszerülünk. Az (1) egyenletből például egy olyan galaxis távolodási sebességére, amely elég távol van tőlünk ($d > 5$ Gparsec), $v > c$ adódik. Hogyan lehetséges, hogy az Univerzum tágulása közben egyes galaxisok sebessége egyszerűen csak átlépje a fénysebességet? Egy másik zavarbaejtő gondolat lehet a következő: ha a galaxisok mozgása geodetikusan történik, sőt (jó közelítéssel) mind állandó (r, φ, θ) koordinátákkal rendelkeznek, akkor egyáltalán milyen értelemben mozognak hozzánk képest?

Az alábbiakban arról szeretném meggyőzni az olvasót, hogy nem csak a Hubble-törvény fenti megfogalmazását nem szabad komolyan venni, de – az Univerzum globális léptékében – már a távolság és sebesség fogalmait sem.

A sebességről

A sebesség pongyola definiálása már sík téridő kis léptékű tartományaiban is vezethet zavarbaejtő és hamis eredményre [1]. Tekintsünk például egy K inerciarendszert, amelyben az x -tengely mentén balra repül egy űrhajó $-0,8c = -240\,000$ km/s sebességgel, jobbra pedig egy másik űrhajó $+0,8c = +240\,000$ km/s sebességgel. Úgy képzelhetjük, hogy K -ban egy-egy esemény téridőbeli koordinátáit kockarácsszerűen elhelyezett méterrudak és a rácpontokba tett szinkronizált órák segítségével mérjük [2]. Így két esemény közötti távolság és időtartam mérésének módszere, ezzel pedig egy tömegpont sebességének mérési módszere is egyszerűen adódik. Mekkora a példánkban szereplő két űrhajó *egymáshoz viszonyított* sebessége? A naiv sebességösszeadás alkalmazása, amely az $1,6c = 480\,000$ km/s eredményt adja, teljesen indokoltnak tűnik. Hiszen a két űrhajó közötti távolság *valóban* 480 000 km-rel nő 1 másodperc időtartam alatt, ahol mind a távolságot, mind az időtartamot a gondosan definiált módon, a K inerciarendszerben mérjük. De jelenti-e ez azt, hogy a jobb oldali űrhajó a félynél gyorsabban távolodik a bal oldalitól? Természetesen nem. Ha így lenne, akkor a bal oldali űrhajóból korábban jobbra kilőtt fényimpulzust a jobbra repülő űrhajó előbb-utóbb utolérné és megelőzné. Ez azonban nem történik meg (ezt beláthatjuk a K -beli

nézőpontból, amelyben a fényimpulzus $+c$ -vel halad, az űrhajó pedig csak $+0,8 c$ -vel). Milyen értelemben lesz tehát az űrhajók közötti relatív sebesség $1,6 c$? *Semmilyen* értelemben. A hibát ott követtük el, hogy egyáltalán sebességnek neveztük azt a mennyiséget, amelyet a fenti módon a távolság és az időtartam hányadosaként kaptunk. Ahhoz, hogy egy tárgy másik tárgyhoz viszonyított sebességének érvényes fizikai értelme legyen, azon tárgy *nyugalmi* vonatkoztatási rendszerébe kell helyezkednünk, amelyhez képest a másik mozgását tárgyaljuk. Ebben a nyugalmi rendszerben kell szinkronizált órák és méterrudak kockarács-hálózatát (legalábbis képzeletben) felépítenünk, hogy a sebességmérést elvégezhessük. A balra repülő űrhajó K' nyugalmi rendszerének szinkronizált órái és méterrudai azonban nem azonosak a K óráival és méterrudaival. Ezért nem nagyon kell meglepődnünk azon, hogy a kétféle sebességmérés eredménye sem lesz ugyanaz: levezethető, hogy a K' -ből mérve az űrhajók közötti távolság 1 másodperc alatt csak 292 683 km-rel nő. Az űrhajók relatív sebessége tehát a helyes értelmezés szerint $292\,683\text{ km/s} = 0,976 c$.

A fenti példa azt illusztrálta, hogy a sebesség fogalmának nem gondos definiálása még sík téridőben zajló mozgások leírásakor is zavart okozhat. Görbült téridőben – mint amilyen a Világegyetem a Hubble-törvény által leírt tartományban – még jobban meg kell gondolnunk, mit érthetünk távolság és sebesség alatt.

A távolságról

Ahhoz, hogy egy távoli (esetleg mozgó) objektumtól való távolságunkat értelmezni tudjuk, az objektum pozícióját a saját pozíciónkkal *ugyanabban az időpontban* kell összevetni. Már a speciális relativitáselméletből tudjuk, hogy az egyidejűség fogalma nem abszolút, és ez rögtön előrevetíti, hogy a távolság definiálása elvileg is problematikus lesz. Sík téridőben a problémát el tudjuk kerülni azzal, hogy saját pozíciónkat – a sebességméréshez hasonló gondolatmenet alapján – *nyugvónak* tekintjük. A saját *pillanatnyi nyugalmi inerciarendszerünk* egy adott időpillanatában határozzuk meg a távoli objektum pozícióját, és az így kapott értéket tekintjük az objektum adott pillanatban tőlünk mért távolságának (ezt elképzelve úgy, hogy a szinkronizált órák és méterrudak már említett derékszögű hálózatában a távoli objektum pozícióját az adott pillanatban vele egy helyen levő óra regisztrálja, majd utána egyszerűen leszámoljuk a regisztrálást végző óráig húzott egyenes mentén a méterrudak számát). Ehhez azonban az kell, hogy a téridő olyan óriási darabját, amely a mi világvonalunkat és a távoli objektum világvonalát is tartalmazza, le tudjuk fedni *egyetlen globális inerciarendszerrel* (egyetlen szinkronizált órákból és derékszögben elhelyezett méterrudakból álló kockarácscsal).

Görbült téridőben ez nem megy. A téridő görbültsége éppen azt jelenti, hogy nem létezik olyan inerciarendszer, amely átfogja a téridő globálisan nagy

tartományait. Csak lokálisan, síknak tekinthető téridő-tartományokban tudunk szinkronizált órákból és méterrudakból (képzeletben) kockarácscsal alkotni. Egy ilyen lokális rácshálózat általános esetben nem tud kiterjedni olyan méretűre, hogy a távoli objektum világvonalába beleférjen.

A távolságméréskor fellépő nehézségeink ezért nem technológiai, hanem elvi, geometriai jellegűek: a görbült téridő két távoli eseménye között az egyidejűség fogalmának nincs *jelentése*. Ebből következően egy távoli objektum tőlünk mért *távolságának* sincs egyértelmű jelentése, még akkor sem, ha saját pozíciónkat nyugvónak vesszük. Gyakran hallunk ugyan olyan adatokat, amelyek galaxisok távolságát adják meg (például milliárd fényévekben), azonban tudnunk kell, hogy ezek a számadatok csak az – általában hallgatólagosan hozzájuk fűzött, és a csillagászok által észben tartott – „használati útmutatóval” együtt jelentenek valamit. A Világegyetem nagyléptékű tartományában az alábbi ötféle távolságfogalom [3] használatos a csillagászatban

1. Sajáttávolság (*proper distance*)

Úgy teszünk, mintha a sík téridőben megszokott, egyidejűségen alapuló távolságmérés itt is minden további nélkül működne. A (2)-ben szereplő „globális időkoordináta” jelenlegi értéke mellett ($t = t_0$, $dt = 0$) r -irányban ($d\varphi = 0$, $d\theta = 0$) a kérdéses távoli galaxis r_0 -koordinátájáig integráljuk ds -t:

$$d_s \equiv a(t_0) \int_0^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{1 - k r^2}}. \quad (3)$$

Az így kapott távolságdimenziójú mennyiséget közvetlenül mérni nem lehet, de – adott kozmológiai modellt (adott k értéket és $a(t)$ függvényt) feltételezve – értéke némi számolás után megkapható a galaxis fényének közvetlenül is mérhető vöröseltolódásából. Az úgynevezett Einstein–de Sitter-modellből – $k = 0$, $a(t) = a(t_0)(t/t_0)^{2/3}$ – például a

$$d_s = 2H_0 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right)$$

képlet adódik, ahol $z \equiv \Delta\lambda/\lambda$ a távoli galaxis fényének mért vöröseltolódása.

2. Fényesség-távolság (*luminosity distance*)

Ezt a távolságfogalmat használta eredetileg *Edwin Hubble*, amikor híres törvényét felállította. Ezen adat meghatározásához a galaxis látszólagos fényintenzitását és a vöröseltolódását is mérni kell. Feltesszük, hogy a galaxisok tényleges fényessége a Világegyetemben mindenhol ugyanakkora, azaz szabvány „gyertyaként” használhatóak. Sík, statikus univerzumban egy galaxis *látszólagos* fényintenzitása fordítottan arányos tőlünk mért távolságának négyzetével. Tágu-ló világegyetem esetén a látszólagos fényintenzitást csökkenti a kozmológiai vöröseltolódás – amely miatt minden beérkező foton energiája $(1+z)$ -szeresen – és

az, hogy a tágulás miatt egységnyi idő alatt a távcsővünkbe kisebb számú foton csapódik be, mint tágulás nélkül csapódna (ami szintén $(1+z)$ -szeres intenzitás-csökkenést ad). Megmutatható, hogy összességében a fényesség-távolság és a saját-távolság között a

$$d_F = (1+z) d_S$$

összefüggés áll fenn.

3. Szögátmérő-távolság

Feltesszük, hogy a galaxisok mérete az Univerzumban mindenhol ugyanakkora, tehát szabvány „méter-rúdként” használhatók. Szögátmérő-távolságuk ekkor látszólagos szögátmérőjükből határozható meg. Megmutatható, hogy táguló világegyetem esetén ez a távolságfogalom adja a legkisebb numerikus értéket, és kapcsolata az eddigi kettő távolságfogalommal:

$$d_{sz} = \frac{d_s}{1+z} = \frac{d_F}{(1+z)^2}$$

4. Sajátmozgás-távolság

Ha egy galaxis nem sugárirányban távolodik tőlünk, akkor – nem túl távoli galaxis esetén – definiálható a hozzánk képesti úgynevezett transzverz sebessége [3]. Ha ez ismert, és a vöröseltolódásból meg tudjuk állapítani a galaxis úgynevezett sajátmozgását [3] is, akkor ezekből meghatározható egyfajta távolságfogalom. Erre az adódik, hogy

$$d_{SM} = d_s.$$

5. Fényterjedés-távolság

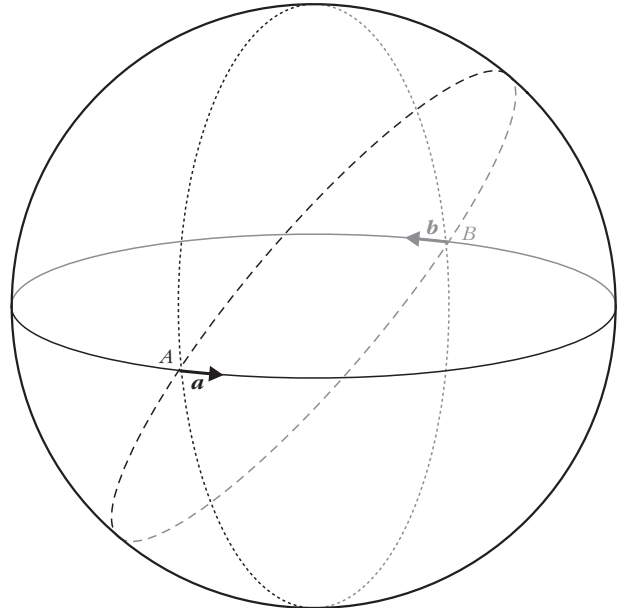
Az úgynevezett visszatekintési idő alatt a Friedman–Robertson–Walker-metrika t -koordinátájának megváltozását értjük az adott galaxisból elinduló fény kibocsátási eseménye és ugyanennek a fénynek a földi detektálási eseménye között. Ha ezt a t -koordinátakülönbséget besorozzuk a fénysebességgel, újabb távolságfogalomhoz jutunk. Ennek számértéke a feltételezett kozmológiai modelltől függ. Levezethető, hogy például Einstein–de Sitter-modell esetén az alábbi módon határozható meg a mért vöröseltolódásból:

$$d_{FT} = \frac{2}{3} H_0 \left(1 - \frac{1}{(1+z)^{3/2}} \right).$$

Az 5-féle távolságfogalom kis z (közeli galaxisok) esetén azonos számértéket ad, nagy vöröseltolódásnál viszont már nagy lesz közöttük az eltérés. Ha például a vöröseltolódás értéke $z = 2$, d_F és d_{sz} között 9-szeres eltérés adódik!

Még egyszer a sebességről

Egy tömegpont teljes élettörténete benne foglaltatik a tömegpont *világvonalában*. Most tekintsünk két tömegpontot. Mozognak-e egymáshoz képest? A leg-



1. ábra. A vektor orientációját megőrző párhuzamos eltolás lehetlenségének – hiszen az eredmény a használt főkörtől függ – szemléltetése.

egyszerűbb akkor válaszolni erre a kérdésre, ha abban a pillanatban vagyunk kíváncsiak a válasza, amikor a tömegpontok éppen egy helyen vannak. Ekkor világvonaluk metszi egymást, és a metszési pontban (a találkozási eseményben) közvetlenül összehasonlítható a két világvonal iránya a téridőben. Kicsit precízebben, a világvonalak adott eseménybeli, normált érintővektorai – ezek a két tömegpont úgynevezett négyessebesség-vektorai – közvetlenül összevetethetők. Az összehasonlítás eredménye: ha a két négyessebesség-vektor *párhuzamos* a téridőben, akkor a két tömegpont egymáshoz képest áll, ha pedig a négyessebesség-vektorok a téridőnek nem azonos irányában állnak, akkor a két tömegpont egymáshoz képest mozog. Ez utóbbi esetben a vektorok relatív orientációjából számszerűen is megkapható a tömegpontok relatív sebessége. A nehézség akkor kezdődik, ha a tárgyak, amelyeknek egymáshoz képesti mozgását meg akarjuk állapítani, nem egy helyen vannak. Most az egyidejűség relativitásának problémáját tegyük félre (erről fent már volt szó)! Hogyan lehet két olyan vektor orientációját összevetni, amelyek a téridőnek nem azonos eseményében vannak? A válasz: általános esetben sehogy. Hogy ezt belássuk, használjuk a két-dimenziós felületek analógiáját. Egy gömbfelület (ez most az univerzumunk, harmadik dimenzió nincs, minden objektum a felületben létezik) két különböző pontján van két vektor. Párhuzamosak-e? Ha nem, mekkora szöget zárnak be egymással? E kérdéseknek, mint látni fogjuk, nincs értelme. A két vektort csak akkor tudjuk összehasonlítani, ha az egyiket „odaviszszük” a másik helyére, és gondosan ügyelünk, hogy közben orientációja (nem a 3D nézőpontunk szerinti állása, hanem a laposlények számára megjelenő orientációja) ne változzon. Azonban a differenciálgeometriából ismert, hogy a vektor orientációját megőrző úgynevezett párhuzamos eltolás [4] ebben a formában

nem jól definiált fogalom, mert az eredmény – a végpontba érkező vektor orientációja – attól függ, milyen görbe mentén végeztük a párhuzamos eltolást. Ezt az 1. ábra szemlélteti.

Az **a** és **b** jelű vektorok távol vannak egymástól, itt speciálisan a gömbfelület két átellenes pontján. A gömbfelületen élő laposlények arra kíváncsiak, mekkora szöveget zár be egymással az **a** és **b** vektor. Ahhoz, hogy ezt eldöntsék, a **b** jelű vektort valamilyen vonal mentén párhuzamos eltolással (orientáció-megőrző módon) kell az **a** helyére vinniük. De az *A* és *B* helyeket végtelen sok vonallal összeköthetik, sőt ebben a példában még a gömbfelület egyenesei – a főkörök – közül is végtelen sok köti össze a két pontot. Nincs semmi, ami bármelyik főkört a többihez képest kitüntetné, viszont az eredmények a használt főkörtől függetlenül drasztikusan eltérőek lesznek. Mekkora tehát a két vektor által bezárt szög? Ha a laposlények a folytonos vonallal jelölt főkört használják a párhuzamos eltoláshoz, akkor a kapott válasz 0° , ha a pontozottat, akkor 180° , ha a szaggatottat, akkor 90° . Tanulság: magának a kérdésnek nem volt értelme.

Teljesen analóg a helyzet négyessebesség-vektorok összehasonlításával görbült téridőben. Nyugodtban van-e egymáshoz képest két távoli objektum? Ha nem, milyen sebességgel mozognak egymáshoz képest? E kérdéseknek pontosan azért nincs értelme, amiért az 1. ábra két távoli vektorának párhuzamosságáról vagy bezárt szögéről sincs értelme beszélni. A távoli galaxis négyessebesség-vektorának és a mi galaxisunk négyessebesség-vektorának relatív orientációját úgy tudnánk megállapítani, ha a távoli vektort párhuzamos eltolással a téridőnek abba az eseményé-

be vinnénk, ahol a mi galaxisunk most van. Ez azonban éppúgy rosszul definiált feladat, mint a fenti két-dimenziós példa.

Összefoglalás

A Hubble-törvény komoly pedagógiai értéke, hogy felhívja a figyelmet arra, hogy a távolság és a sebesség fogalmai görbült téridőben problematikusak. Mivel ezen empirikus törvény köznyelvi megfogalmazása épp a távolság és sebesség szavakat használja, nem csoda, hogy naiv értelmezése félreértésekhez vezet. Megóvhatjuk diákjainkat ezektől a félreértésektől, ha gondoskodunk róla, hogy ne az (1) egyenlet által sugallt mentális kép éljen bennük. Ne úgy vizualizálják a Hubble-törvényt, mint ami egy galaxis „távolsága” és „sebessége” között teremt kvantitatív kapcsolatot. Helyesebb, ha úgy gondolnak rá, mint az adott galaxis *látszólagos fényessége* és fényének *vöröseltolódása* között felfedezett kvantitatív kapcsolatra. A képlet ekkor ugyan bonyolultabb, mint az (1) egyenlet, ráadásul konkrét alakja a használt kozmológiai modelltől függ, de nem súlyos ez az ár, ha cserébe világosabb fizikai intuíciónkat kapunk.

Irodalom

1. Ali Kaya: Hubble's law and faster than light expansion speeds. *Am. J. Phys.* 79/11 (2011) 1151.
2. Edwin F. Taylor, John Archibald Wheeler: *Téridőfizika*. Typotex, Budapest, 2006.
3. Stephen Webb: *Measuring the Universe – The Cosmological Distance Ladder*. Springer, 1999.
4. Bokor Nándor, Laczik Bálint: Vektorok párhuzamos eltolásának szemléltetése I. *Fizikai Szemle* 61/7–8 (2011) 240.

SUGÁRVÉDELEM A VILÁGŪRBEN

Hirn Attila, Pázmándi Tamás, Deme Sándor
MTA Energiatudományi Kutatóközpont

2012 augusztusában ünnepeltük századik évfordulóját annak, hogy *Victor Franz Hess* osztrák fizikus (1. ábra) hidrogénnel töltött ballon fedélzetén végzett mérései során felfedezte a kozmikus sugárzást [1]. Bár az ezt követő évtizedekben is számos figyelemre méltó

1. ábra. V. F. Hess felbocsátás előtt, a ballon kosarában.



A 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás írott változata.

A Nemzetközi Űrállomás Columbus modulján végrehajtott TRITEL kísérlet az Európai Unió 6. Keretprogramja terhére meghirdetett SURE program keretében (RITA-CT-2006-026069), a 98057 és a 4000108072/13/NL/KML számú ESA PECS együttműködéseknek köszönhetően valósult meg. Köszönet illeti továbbá a kísérlet két külföldi társkutatóját, *Sönke Burmeister*t (Kielii Egyetem) és *Günther Reitzel*t (Német Légiközlekedési és Űrepülési Központ) a fejlesztés és a kiértékelés során nyújtott segítségükért és együttműködésükért.

Az ISS orosz szegmensén üzemelő TRITEL rendszer fejlesztése és megépítése a Magyar Űrkutatási Iroda támogatásával, valamint intézeti forrásból valósult meg. Az IBMP és az MTA EK közti kutatói mobilitást a Magyar Tudományos Akadémia és az Orosz Tudományos Akadémia közötti kétoldalú együttműködés segítette elő.

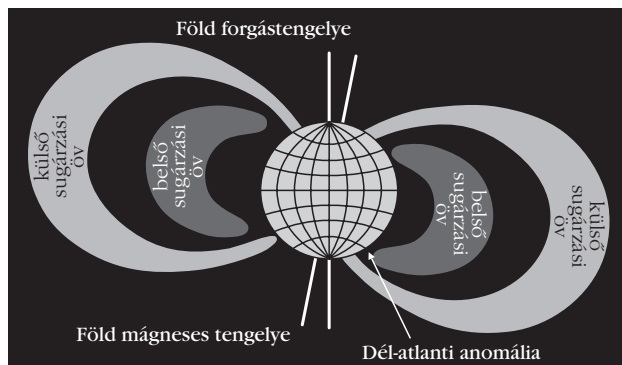
tó eredmény született a kozmikus sugárzás kutatása terén, igazán jelentős áttörést az első amerikai műhold küldetése hozott még az űrkorszak hajnalán. Az 1958. január 31-én felbocsátott Explorer-1 egyik hasznos terhe egy Geiger–Müller-számláló volt, amellyel *James A. Van Allen* felfedezte a – később róla elnevezett – sugárzási öveket.

Nem egészen négy évvel az első műhold felbocsátását követően az ember is kijutott a világűrbe, majd alig egy évtizeden belül már a Hold felszínén járt. Ahogy az ember is kilépett a világűrbe, és az emberes űrrepülések gyakorisága megnőtt, úgy vált egyre inkább meghatározóvá az űrhajósok kozmikus sugárzás elleni védelme. Ennek következtében a kozmikus sugárzás összetevőinek, illetve azok fizikai jellemzőinek kutatása mellett egyre fontosabbá vált a kozmikus sugárzás dozimetriai célú vizsgálata. Az űrkorszak¹ első 10-15 évének sugárvédelmi gyakorlatáról, valamint az Apollo-küldetések dóziszviszonyairól *Makara Zsigmondtól* jelent meg egy-egy cikk a *Fizikai Szemle* hasábjain [2, 3].

A továbbiakban a hangsúly – az alacsony Föld körüli pályán² keringő űrállomások révén – fokozatosan a hosszabb időtartamú repülések felé tolódott el. Napjainkra az ember jelenléte a világűrben folyamatos; a közel teljes kiépítettségű üzemelő Nemzetközi Űrállomás (International Space Station, ISS) fedélzetén a hat fős legénység fele rutinszerűen, háromhavonta váltja egymást.

A kozmikus sugárzási tér a Föld közelében

Az űrhajósokat a világűrben folyamatosan érő kozmikus eredetű sugárzás több komponensből tevődik össze, jellemzői helyről helyre és időről időre jelentős mértékben változhatnak. A galaktikus kozmikus sugárzást többnyire nagyenergiájú (tipikusan 10^8 – 10^{20} eV) és emiatt nagy áthatolóképeségű töltött részecskék (83%-ban proton, 14%-ban alfa-részecske, kis gyakorisággal nehezebb ionok és elektronok) alkotják. A galaktikus kozmikus sugárzásnál lényegesen lágyabb spektrummal (néhány eV – több ezer MeV) rendelkező, Napból származó, úgynevezett szoláris sugárzást a főként protonokból és elektronokból, kisebb arányban a vasig bezárólag a protonnál nehezebb ionokból álló napszél alkotja. Fluxusa a galaktikus sugárzáshoz képest általában kicsi, azonban nagy napkitörések esetén a galaktikus sugárzás fluxusát három-négy nagyságrenddel is felülmúlhatja. A Napból kiáramló napszél pozitív tértöltést hoz létre, ez a galaktikus eredetű kozmikus sugárzással kölcsönhatásba lép, a galaktikus eredetű pozitív töltésű részecskék energiája több száz MeV-vel kisebb lesz, amelynek



2. ábra. A Van Allen-övek és a Dél-atlanti anomália [NASA SRAG].

eredményeképpen a galaktikus komponens fluxusát az egész Naprendszerben csökkentti, valamint – a 11 éves periódusú napszélnek megfelelően – modulálja. A napszél így a földi élet számára a kozmikus sugárzás elleni hármasként első vonalának tekinthető.

Sugárvédelmi szempontból fontos szerepe van a geomágneses térnek is, amely a hármasként második vonala. A Föld közvetlen környezetében a kozmikus sugárzást alkotó részecskék egy részét eltéríti, illetve a mágneses erővonalak mentén befogja; ezzel bizonyos mértékű védelmet biztosít a földi élet számára. A főként protonokat befogott belső sugárzási öv az Egyenlítő fölött 1,5–2,0 földmagyar távolságban található. Ugyanakkor annak köszönhetően, hogy a Föld mágneses tengelye és a forgástengelye nem esik egybe, a dél-atlanti térségben 200 km-es tengerszint feletti magasságig is lenyúlik (Dél-atlanti anomália, DAA, 2. ábra). Az űrhajósok a Nemzetközi Űrállomás fedélzetén az elnyelt dózis akár 50%-át az – amúgy legfeljebb naponta összesen fél óra időtartamú – DAA-n történő áthaladások során kapják.

Az űrállomásokon és egyéb űreszközökön a szerkezeti elemek sugárzásgyengítő és konverziós hatása miatt a szekunder sugárzás aránya sem elhanyagolható. A primer sugárzás egy része az űrállomás falában elnyelődik, eközben (p, n) és (α, n) magreakciók révén neutronok, valamint az ezen magreakciókat kísérő és a keletkező magok bomlásából származó gamma-fotonok jelennek meg, amelyekhez a felső légkörben hasonló magreakciókkal keletkező és onnan visszaszóródó (albedo) neutronok társulnak [4].

A földi élet számára a napszél és a geomágneses tér mellett jelentős védelmet nyújt a kozmikus sugárzás ellen a Föld légköre, amely az abba belépő nagyenergiájú részecskék, illetve az ott keletkező szekunder részecskék jelentős részét elnyeli. A Föld felszínén a lakosság természetes eredetű sugárterhelésének mindössze 1/6-a kozmikus eredetű, a maradék 5/6 rész a talajban lévő természetes radioizotópoktól származik. Ezen felül az orvosi tevékenységtől származó dózis a teljes dózis közel 1/6-a [5]. Ahogy a földfelszínről felemelkedünk, úgy csökken a földkéregből származó és nő a kozmikus komponens fluxusa. A Föld felszíne felett közel 400 km magasan $51,6^\circ$ -os hajlásszögű pályán keringő Nemzetközi Űrállomás fedélzetén az évi néhány napkitöréstől eltekintve a

¹ Az űrkorszak kezdetének a célszerűség kedvéért itt most 1957. október 4-ét, az első műhold, a szovjet Szputnyik-1 felbocsátásának dátumát tekintjük.

² Alacsony Föld körüli pályáknak a legfeljebb 2000 km pályamagasságú pályákat tekintik. Az űrállomások, mint például a Nemzetközi Űrállomás, tipikusan a tengerszint felett 300–400 km magasan keringenek.

dózis jelentős része a galaktikus kozmikus sugárzásból származik. Az átlagos elnyelt dózisteljesítmény itt a Föld felszínén mérhető átlagos elnyelt dózisteljesítménynél közel két nagyságrenddel nagyobb.

Dozimetriai alapfogalmak a földi gyakorlatban és a világűrben

A sugárvédelem alapvető fizikai dózis mennyisége a D elnyelt dózis:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm},$$

ahol $d\bar{\epsilon}$ a dm tömegű térfogatelemben a közvetlenül ionizáló részecskék által leadott energia középértéke. Mértékegysége a J/kg, neve gray, jele Gy.

A sugárzás hatására fellépő biológiai károsodás valószínűsége különböző fajtájú és energiájú sugárzások esetében azonos elnyelt dózis esetén is különböző, mivel a károsodásban az elnyelt dózis mellett a részecske pályája mentén keletkező ionizációsűrűség is szerepet játszik. A földi sugárvédelmi szabályozásban a sugárterhelés várható teljes sztochasztikus biológiai károsodásának³ jellemzésére az E effektív dózis alkalmazták:

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R},$$

ahol w_T a T szövet vagy szerv testszöveti súlytényezője, illetve H_T az egyenértékű dózis, w_R az R típusú sugárzás sugárzási súlytényezője és $D_{T,R}$ a T szövet vagy szerv átlagos elnyelt dózisa az R típusú sugárzásra. Az egyenértékű dózis, valamint az effektív dózis mértékegysége a J/kg, neve sievert, jele Sv.

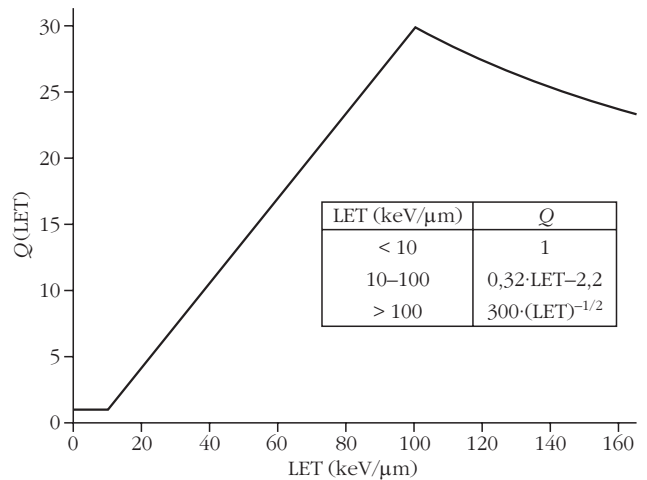
Amint a fentiekben láthattuk, a kozmikus sugárzási tér jelentős részben nagy energiájú protonokból, alfa-részecskékből, valamint nehezebb töltött részecskékből áll. Az ICRP 60 és az ICRP 103 ajánlás szerint w_R értéke a 2 MeV-nél nagyobb energiájú protonokra 5, illetve 2, alfa-részecskékre és nehezebb töltött részecskékre pedig egységesen 20, így az egyenértékű dózis alkalmazása az űrdozimetriában jelentős felülbecslést jelentene, és ezért helyette a testszövetre vonatkoztatott $H_{T,Q}$ dózisegyenértéket használják:

$$H_{T,Q} = Q_T D_T$$

$$Q_T = \frac{1}{m_T D_T} \int \int_{m_T, L=0}^{\infty} Q(L) D_T(L) dL dm$$

ahol Q_T és D_T – az adott sugárzási térben – a T szövetben, illetve szervben az átlagos minőségi tényező és

³ Ionizáló sugárzások esetében alapvetően kétféle biológiai hatást különböztetnek meg. A determinisztikus hatások (helyi sugársérülések, illetve sugárbetegség) egy adott küszöbdózis felett és többnyire rövid időn belül mindenkinél jelentkeznek, míg a sztochasztikus hatások (például daganatos betegségek) általában hosszabb idő után lépnek fel és előfordulásuk valószínűségi jelleget mutat.



3. ábra. A Q minőségi tényező értéke a vízben mért LET függvényében [5].

az elnyelt dózis, m_T az adott szövet, illetve szerv tömege, és $Q(L)$ a vízben mért LET⁴ (L)-függő minőségi tényező (3. ábra) és $D_T(L)$ a sugárzás L és $L+dL$ közötti LET-értékű komponensének járuléka az elnyelt dózisban. A testszövetre vonatkoztatott dózisegyenértékek szöveti súlytényezővel súlyozott összege a H_E effektív dózisegyenérték, amely az űrdozimetriában a földi gyakorlatban használt effektív dózis szerepét tölti be. Az effektív dózishoz hasonlóan a mértékegysége J/kg, neve sievert, jele Sv [5]:

$$H_E = \sum_T w_T H_{T,Q}.$$

A földi, illetve űrbéli sugárvédelmi szabályozásban használt, előbb tárgyalt mennyiségek – a különféle szövetek és szervek egyenértékű dózisa, illetve dózisegyenértéke, valamint az effektív dózis, illetve effektív dózisegyenérték – közvetlenül nem mérhetők. A földi sugárvédelmi gyakorlatban a külső sugárterhelés okozta effektív dózis becslésére ezért bevezették az egyéni sugárterhelés ellenőrzésére alkalmas személyi dózisegyenérték, valamint a külső sugárzási terek ellenőrzésére szolgáló környezeti dózisegyenérték és irány szerinti dózisegyenérték fogalmát.

A személyi dózisegyenérték, $H_p(d)$ a testfelület egy meghatározott pontja – ez általában a doziméter viselési pontja – alatt a légyszövet d mélységében fellépő dózisegyenérték.⁵ Áthatoló sugárzásokra a $d = 10$ mm értékkel számolnak; némely szerv esetében ettől eltérő értékeket javasolnak. Modellszámításokhoz 1 g/cm³ sűrűségű lágyszövet összetételű,⁶ 30×30×15 cm³ méretű, úgynevezett ICRU⁷ hasábfantomot használnak.

⁴ Lineáris energiaátadási tényező (LET = dE_{abs}/dL): a töltött részecskékre jellemző mennyiség; a dL úton lokálisan elnyelt energia (dE_{abs}) és a dL hányadosa.

⁵ A testszövet adott pontján a testszövetre számított D elnyelt dózis és az adott sugárzás Q minőségi tényezőjének szorzata. Mértékegysége a J/kg, neve sievert, jele Sv.

⁶ 76,2 m/m% oxigén, 11,1 m/m% szén, 10,1 m/m% hidrogén és 2,6 m/m% nitrogén.

⁷ International Commission on Radiation Units and Measurements (Radiológiai Egységek és Mérések Nemzetközi Bizottsága).

A földi gyakorlatban áthatoló sugárzások alatt általában röntgen- vagy gamma-sugárzás és neutronokat értünk. Ami a világűrt illeti, a dózismeghatározási probléma fő forrása az, hogy a testszövet 10 mm-es mélységében a kozmikus sugárzást alkotó nagyenergiás részecskék esetében rendszerint nem áll fenn a szekunder töltött részecske-egyensúly, és így az effektív dózis becslésére a személyi dozimetriában a személyi dózisegyenérték nem alkalmazható.

A földi háttérsugárzáshoz, valamint a földi sugárveszélyes munkahelyeken mérhető sugárzási térhez képest a különféle űreszközök fedélzetén mérhető kozmikus sugárzási tér mind összetételében, mind a részecskék energiaspektrumát tekintve jelentősen összetettebb képet mutat. Az űrhajósok esetében dózisterhelésük becsléséhez nem elegendő az ICRU fantom egy adott pontján mérhető dózisegyenérték mérése. A nagy LET-értékű sugárzásnak köszönhetően a dózis az egyes szöveteken, szerveken belül sem homogén, így a dózisebecsléshez a mélységi LET- és dóziseloszlás vagy a dózisegyenérték ismerete is szükséges. A személyi dózisegyenérték fogalmát ezért űrhajósok esetében nem alkalmazzák. A világűrben végzett dozimetriai célú mérések emiatt elsősorban az elnyelt dózist, illetve a sugárzási tér LET-spektrumának – esetenként különböző mélységekben történő – mérését jelentik, amelyeket gömb alakú vagy antropomorf fantomokra vonatkozó modellszámítások egészítenek ki. A Nemzetközi Űrállomás fedélzetén a Matrjoska program keretében számos alkalommal végeztek dozimetriai célú méréseket antropomorf fantommal. A testszövet-ekvivalens anyagból készült torzó különböző pontjaiban mérve az elnyelt dózist és a sugárzás LET-spektrumát az effektív dózisegyenértékre adtak becslést a kísérletet végző kutatók [4].

A sugárvédelmi szabályozás a gyakorlatban

Bár a sugárvédelem három alapelve,⁸ úgy mint az indokoltság, az optimalizálás és a dóziskorlátozás elve mind a földi gyakorlatban, mind a világűrben érvényes, az eltérő sugárzási tereknek köszönhetően a gyakorlatban jelentős eltérések mutatkoznak. Fontos megemlíteni, hogy az űrhajósokat érő sugárzás dózisteljesítménye⁹ jelentősen meghaladja a földi munkahelyeken érvényes dóziskorlátok értékét. A helyzetet tovább súlyosbítja, hogy az űrhajósok a repülés teljes időtartama alatt ki vannak téve a sugárzás-

⁸ Valamely sugárterheléssel járó eljárás alkalmazására csak akkor kerüljön sor, ha az abból eredő egészségügyi és gazdasági haszon nagyobb, mint a sugárterhelésnek betudható kár (indokoltság). A sugárforrások alkalmazása során a többletterhelés olyan csekély legyen, amilyen ésszerűen elérhető (optimalizálás). A sugárforrások alkalmazásából származó foglalkozási és lakossági sugárterhelés dóziskorlátaikat semmilyen módon nem szabad túllépni annak érdekében, hogy a sugaras munkahelyeken dolgozók és a lakosság körében se léphessen fel sugárkárosodás (dóziskorlátozás).

⁹ Az időegység alatt elszennvedett dózis.

1. táblázat

A NASA élettartam effektív dózisegyenérték-korlátai (3% fatális kockázat 95% konfidenciaszint mellett)

életkor (év)	NASA űrhajós élettartam-dóziskorlátok, H_E (mSv)	
	férfiak	nők
30	620	470
35	720	550
40	800	620
45	950	750
50	1150	920
55	1470	1120

nak, szemben a földi munkahelyeken eltöltött napi maximum 8 órával. Az űrhajósok küldetésük során a földi sugárveszélyes munkahelyekre megállapított dóziskorlátokat nagyon hamar túllépnek; ugyanakkor nem töltenek el évtizedeket ezen a sugárveszélyes helyen, egész pályafutásuk alatt csak néhány expedícióban vesznek részt. Így rájuk nem éves, illetve 5 éves, hanem úgynevezett élettartam-dóziskorlátokat határoznak meg.

A sugárzás sztochasztikus hatásain túl egyes szervek – például a szemlencse vagy a bőr – esetében a lehetséges determinisztikus hatásokkal is számolni kell. A dózis-hatás összefüggéssel kapcsolatos ismereteink is elsősorban az atombomba-támadások túlélőinek adataiból származnak, így a nagy LET-értékű sugárzással kapcsolatos kockázatok becslése jelentős bizonytalansággal terhelt. Maga az elfogadható kockázat mértékének meghatározása sem magától értetődő; így nem csoda, hogy az emberes űrrepülés alig több mint fél évszázados történetében a sugárvédelmi szabályozás jelentős változásokon ment keresztül.

Kezdetben, a rövidebb időtartamú, viszont a Föld geomágneses védelmét elhagyó Apollo-küldetések idején a szabályozás alapja az volt, hogy a kozmikus sugárzás következtében fellépő kockázat ne haladja meg az egyéb kockázatot. Mivel a szakemberek attól tartottak, hogy a sugárvédelmi dóziskorlátok betartásának kötelezettsége esetleg a küldetések sikerét veszélyeztetheti, a dóziskorlátok definiálása helyett inkább arra törekedtek, hogy az adott dózisok esetén várható hatásokat megbecsüljék.

A kockázat mérséklése érdekében a NAS/NRC Radiobiological Advisory Panel 1970-ben jelentésben foglalta össze ajánlásait. A kiindulási alap az volt, hogy a 35 és 55 év közötti férfiak (az űrhajósok akkori tipikus populációjának) rákkialakulási kockázata legfeljebb a természetes kockázat kétszeresére emelkedjék. Ez alapján az élettartamdózist 4 Sv-ben állapították meg, ugyanakkor megjegyezték, hogy ez az érték inkább referenciaértéknek, mintsem dóziskorlátnak tekinthető, és bolygóközi küldetésekhez nagyobb, űrállomás-küldetésekhez pedig kisebb kockázatok is rendelkezhetők.

A NASA, valamint az ESA és az RSA egyes szervekre vonatkozó dóziskorlátai

szerv	30 napos korlát			1 éves korlát			élettartamkorlát		
	NASA (mGy-Eq)	ESA (mSv)	RSA (mSv)	NASA (mGy-Eq)	ESA (mSv)	RSA (mSv)	NASA (mGy-Eq)	ESA	RSA (mSv)
vérképző szervek	250	250	250*	500	500	500	–	–	–
szemlencse	1000	500	500	2000	1000	1000	4000	–	2000
bőr	1500	1500	1500	3000	3000	3000	6000	–	6000
szív	250	–	–	500	–	–	1000	–	–
központi idegrendszer	500	–	–	1000	–	–	1500	–	–
központi idegrendszer ($Z \geq 10$) ¹⁰	–	–	–	100 mGy	–	–	250 mGy	–	–

Az ESA és az RSA űrügynökség a dóziskorlátokat dózisegyenértékben, míg a NASA RBE¹¹-vel súlyozott elnyelt dózisban (mGy-Eq) adja meg.

* Egyszeri akut sugárterhelésre 150 mSv.

A későbbiekben, ahogy a küldetések időtartama megnövekedett és az űrhajósok között a nők, valamint a 35-55 évesnél fiatalabb és idősebb korosztály is megjelent, szükségessé vált a szabályozás módosítása. Időközben a kockázat-dózis arányossági tényező értékét is módosították. 1989-ben az NCRP Report 98 alapján az űrhajósokat a „kevésbé kockázatos”¹² munkakörbe sorolták, és figyelembe vették, hogy a besugárzás következtében a létrejövő daganatok kialakulásának valószínűsége függ az életkortól és – az eltérő várható élettartam miatt – a nemtől is.

Napjainkban az Európai űrügynökség (ESA) és az Orosz űrügynökség (RSA) által alkalmazott élettartam-dóziskorlát 1000 mSv, a NASA ezzel szemben életkor- és nemfüggő effektív dózisegyenérték-korlátokat alkalmaz (1. táblázat). A determinisztikus hatásokra vonatkozó dóziskorlátokat a 2. táblázatban foglaltuk össze [6].

Hazai fejlesztésű dózismérő rendszerek a Nemzetközi Űrállomás fedélzetén

A sugárterhelés mérésére régóta használnak a világűrben is termolumineszcens¹³ (TL) dózismérőket. TL dózismérők űrállomás fedélzetén történő kiértékelé-

¹⁰ A nehéz töltött részecskék központi idegrendszere gyakorolt káros hatásai napjainkban még nem ismertek. Ennek fő oka az epidemiológiai adatok hiánya, valamint az ezen a területen végzett állatkísérletek kis száma. A NASA éppen ezért a $Z \geq 10$ részecskék esetében külön dóziskorlátokat határozott meg.

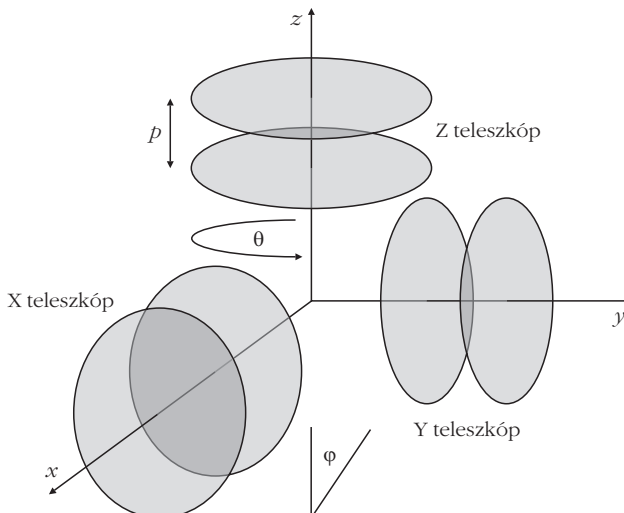
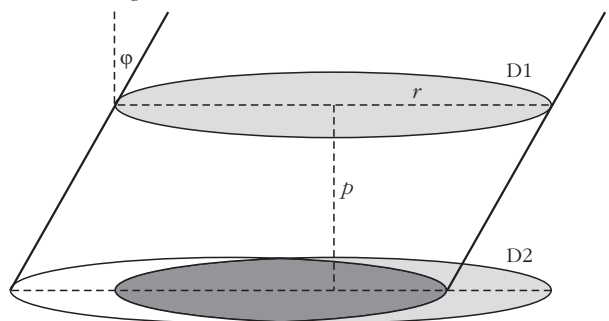
¹¹ A relatív biológiai hatásosság (relative biological effectiveness, RBE) a kis és nagy LET-értékű sugárzások különböző biológiai hatását fejezi ki.

¹² Az éves kockázat 10^{-3} és 10^{-4} között van, az egész élet során 3%.

¹³ A termolumineszcens anyagok olyan szennyezővel ellátott szigetelő (általában kristályos) anyagok, amelyekben az ionizáló sugárzás a kristállyal, illetve annak atomjaival történő energiaközlés eredményeképpen a gerjesztett állapotba került töltéshordozók egy része a szigetelő tiltott sávjában levő csapdába kerül. A TL doziméter kifűtése során a csapdába került töltéshordozók fénykibocsátás kíséretében alapállapotba kerülnek vissza. A kibocsátott fény mennyiségének mérésével az elnyelt dózis becsülhető.

sére dolgozták ki mintegy 35 éve a Központi Fizikai Kutatóintézet munkatársai a *Pille* műszert. E műszer továbbfejlesztett változata az ISS orosz szegmensében 2003 óta szolgálati mérőeszköz. Segítségével az űrállomás különböző pontjaiban havi rendszerességgel mérik az elnyelt dózist, űrállomáson kívüli tevékenységek és jelentősebb napkitörések, koronaanyag-ki-

4. ábra. A két azonos sugarú detektorból álló teleszkóp (felül), illetve a TRITEL háromtengelyű teleszkóp (alul) geometriájának felépítése; r a detektor aktív felületéhez tartozó sugár, p a detektorok közötti távolság.



dobódások esetén pedig űrhajósok személyi dozimetriájára is használják a rendszert. A Pille napjainkban is az egyetlen olyan műszer a Nemzetközi Űrállomás fedélzetén, amellyel az űrséták alatt kapott többletdózist mérni lehet.

A dózisegyenérték, illetve az effektív dózisegyenérték becsléséhez ugyanakkor nem csak az elnyelt dózist, hanem a sugárzási tér LET-spektrumának, illetve annak mélységbeli eloszlásának az ismerete is szükséges. Ennek érdekében – a BL-Electronics Kft.-vel együttműködésben – számos, szilíciumdetektorokat tartalmazó részecske-teleszkóp fejlesztése folyt, illetve kezdődött meg a Magyar Tudományos Akadémia Energiatudományi Kutatóközpontban (MTA EK, korábban MTA KFKI Atomenergia Kutatóintézetben). Ezek közül a 0,2–120 keV/μm(víz) tartományban a kozmikus sugárzás LET-eloszlásának időbeli és térbeli meghatározására alkalmas, a 4π térszögben közel egyenletes érzékenységgű háromtengelyű szilíciumdetektoron *TRITEL* teleszkóppal 2012. november 6. óta végeznek méréseket az ISS fedélzetén. Az egymásra merőleges irányba néző tengelyeket két-két, egymással párhuzamosan elhelyezkedő, 300 μm vastagságú és 222 mm² aktív felületű, teljesen kiürített rétegű szilíciumdetektor alkotja (4. ábra). A teleszkópokat alkotó detektorok szerepe kitüntetett; az egyik a mérő-, a másik az úgynevezett kapuzódetektor szerepét tölti be. A mindkét detektorban jelet adó részecskéket külön tudjuk mérni, vagyis az úgynevezett kapuzott (koincidencia) és a kapuzatlan (teljes) leadottenergia-spektrum egyaránt meghatározható. A műszer három tengelyének köszönhetően a teljes, 4π térszög lefedése mellett a sugárzási tér irányeloszlásának vizsgálatára is lehetőséget ad.

A TRITEL rendszer első, űrállomásra szánt példányával 2012. november 6. és 2013. május 10. között végeztek méréseket az ISS európai Columbus laboratóriumában, majd további felhasználásra átszállították az orosz szegmens szolgálati moduljába (Zvezda). Ezzel párhuzamosan a rendszer egy továbbfejlesztett, grafikus kijelzővel ellátott és egyszerre több TRITEL teleszkópegység együttes vezérlésére alkalmas változata a moszkvai Orvosbiológiai Problémák Intézetével (IBMP) együttműködésben 2013. áprilisa óta üzemel a Zvezda modul fedélzetén. A két rendszer összekapcsolására várhatóan 2015-ben kerül sor [7].

Az MTA EK kutatói által összeállított – szilárdtest nyomdetektorokat és TL detektorokat tartalmazó – detektorcsomagokkal 2001 óta végeznek méréseket a Nemzetközi Űrállomás fedélzetén. Ezek közül a Matryoska kísérlet keretében számos alkalommal végeztek méréseket emberszerű fantomban. A program célja a kozmikus sugárzás okozta dózisterhelés eloszlásának vizsgálata egy antropomorf torzó fantom létfontosságú szerveiben, végső soron az effektív dózisegyenérték megbecslése. Az MTA EK Sugárvédelmi Laboratóriumának munkatársai 2011 óta az orosz űrhajósok személyi dózist közvetlenül is mérik egy erre a célra kifejlesztett kombinált, passzív dózismérővel.

Összefoglalás

Mivel az űrhajózás még mindig jelentősen nagyobb kockázatot jelent – igaz jóval rövidebb ideig – a szokásos földi (például ipari) körülményekhez képest, ezért a sugárzás okozta kockázatot kifejező dóziskorlátok ebben az esetben magasabbak a nukleáris iparban elfogadottnál. Bár az űrhajósok dózisének becslésére vonatkozóan egyre több eszköz áll a rendelkezésünkre, a nagy LET-értékű sugárzások esetében a dózis-kockázat összefüggéssel kapcsolatos ismereteink továbbra is meglehetősen hiányosak, ezért a kockázat becslése is elég bizonytalan.

Az elkövetkező évek, évtizedek újabb kihívások elé állíthatják az űrhajósok sugárvédelmével foglalkozó szakembereket. A rendszeres, űrállomáson végzett munka mellett várhatóan ismét sor kerül majd a Föld közvetlen környezetét elhagyó küldetésekre (például kisbolygó-megközelítések, visszatérés a Holdra, Mars-expedíciók). Az ilyen küldetések során az űrhajósokat már a Föld mágneses tere sem védi, így nagyobb napkitörések esetén a jelenleg érvényes dóziskorlátokat könnyen átléphetik, illetve a megfelelő árnyékolás hiányában akár halálos mértékű dózist is kaphatnak. Az elmúlt években újabb csoporttal, a civil résztvevők, más néven az űrturisták csoportjával nőtt a világűr megjárt emberek tábora. Az űrturistacégek tervei alapján a „polgári űrrepülés”¹⁴ gyors előretörése várható.

Bár továbbra is sok a megválaszolandó kérdés, annyi biztosra vehető, hogy az űrhajósok (beleértve a jövő polgári űrutasait is) számára az egyik legfontosabb kockázati tényező továbbra is az őket a küldetés során folyamatosan érő kozmikus sugárzás lesz. Mivel a kozmikus sugárzási tér jellemzői számos tényező – többek között a naptevékenység, az űreszköz pálya menti mozgása, valamint a szerkezeti elemek árnyékoló és konverziós hatása – miatt helyről helyre és időről időre is jelentős mértékben változhatnak, ezért a „helyszíni”, minél szélesebb körű dozimetriai mérések a jövőben is elengedhetetlenek lesznek.

Irodalom

1. Király P.: Jánossy Lajos és a 100 éve felfedezett kozmikus sugárzás. *Fiz. Szle.* 62 (2012) 400–406.
2. Makra Zs.: Űrhajók sugárvédelme. *Fiz. Szle.* 15 (1965) 209–216.
3. Makra Zs.: Az űrutazások dózisviszonyai. *Fiz. Szle.* 28 (1978) 185–188.
4. ICRP 123: Assessment of Radiation Exposure of Astronauts in Space. *Annals of the ICRP, ICRP Publication 123, Vol. 42, No. 4, Elsevier*, 2013.
5. Fehér I., Deme S. (szerk): *Sugárvédelem*. ELTE Eötvös Kiadó, Budapest, 2010.
6. F. Cucinotta, Radiation Risk Acceptability and Limitations, <http://three.usra.edu/articles/AstronautRadLimitsFC.pdf>
7. Hirn A., Apáthy I., Bodnár L., Csöke A., Deme S., Pázmándi T., Szántó P., Zábori B.: Első mérések a TRITEL dozimetriai rendszerrel a Nemzetközi Űrállomás fedélzetén. *Sugárvédelem*, 6/1 (2013) 1–6 (http://www.sugarvedelem.hu/sugarvedelem/docs/V6i1/Hirn_V6i1.pdf)

¹⁴ Itt kezdetben úgynevezett rövid ideig tartó űrutazásokra kell gondolnunk, bár létezik már olyan cég is, amelyik felfújható modulokból álló, Föld körüli pályán keringő szállodát tervez építeni, és moduljainak prototípusát már a világűrbe is feljuttatták.

A REAKTORMÉRGEZÉS KIKÜSZÖBÖLÉSÉNEK LEHETŐSÉGEI SÓOLVADÉKOS REAKTOROKBAN

Balla Áron, Márkus Ferenc
BME Fizikai Intézet

Az olvadt-sós reaktor a negyedik generációs reaktor-család egyik legfontosabb tagja. Nukleáris reaktorok körében kuriózumnak számít alapvető felépítésbeli különlegessége miatt. Ezekben a reaktorokban az üzemanyag és a hűtőközeg azonos fázist alkot. Ez a fázis egy alkálifém- és alkáliföldfém-fluoridokból álló folyékony sókeverék, amelyben a hasadóanyag-fluoridok vannak oldva [1].

A koncepció legelőnyösebb tulajdonsága az, hogy üzem közben a sóból a hasadási termékek eltávolíthatók, az üzemanyag pedig folyamatosan pótolható. E funkciónak köszönhetően a hasadóanyag-tartalom alacsonyan tartható a reaktorban, és az izotóp-összetétel homogén [1–4]. Mivel a reprocessálás üzem közben zajlik, így egyidejűleg kevesebb veszélyes anyagot kell kezelni, nem úgy, mint szilárd üzemanyagoknál, ahol a kazetták ki és behelyezésénél egyszerre kényszerülnek nagy mennyiségű radioaktív anyagot mozgatni. Az üzemanyag folyamatos betáplálásából az is következik, hogy üzemanyagcserére nem kell leállítani a reaktort [1].

A tervek szerint a helybeli reprocessáló üzemekben a só kezelése több fázisból áll majd. Első lépésként a reaktorból érkező sót héliummal buborékoltatják át, deszorbeálva ezzel a gáz halmazállapotú hasadási termékeket, a kripton és a xenont, valamint pár nemesfémet [5]. Ez a folyamat a primer körben, a reaktor közvetlen közelében zajlik, míg ezzel párhuzamosan a só egy része a reaktort elhagyva egy hosszabb idejű kezelésre kerül, amely egy, az erőművel összekapcsolt vegyi üzemben játszódik le. A továbbiakban e sókezelési eljárás részfolyamatait és a reaktor egyes üzemi paramétereire gyakorolt hatását szeretnénk bemutatni.

A sókezelési eljárás részfolyamatai

Olvadt só / folyékonyfém-extrakció

A vegyi üzemben lejátszódó folyamatok elsődleges célja a különböző, nem gáz halmazállapotú hasadási termékek eltávolítása a sóból. Ezek elsősorban a ritkaföldfémek, lantanoidák közé tartozó elemek. Első lépésként a sót egy folyékony fémrel, bizmuttal érintkeztetik, amely előnyös tulajdonságai miatt alkalmas erre a feladatra. Olvadáspontja alacsony (271 °C), a folyamat által érintett hőmérsékleti tartományban (500–700 °C) elhanyagolhatóan kicsi a gőznyomása, a lantanoidák, a tórium, a protaktínium, valamint a só egyik legfőbb alkotóeleme, a lítium kiválóan oldódik benne, viszont a sóval egyáltalán nem elegyíthető [5].

A redukív extrakció a fémfázis és a só között a következő egyenlettel írható le:



Tehát a folyamat során egy fémhalid a bizmutfázisban lévő lítiummal reagál, amelynek eredményeképpen a fém a bizmutfázisba kerül, miközben a lítium a halogénatommal alkot vegyületet. A folyamat szelektivitása meglehetősen gyenge, mivel a lantanoidák és aktinoidák szeparációs faktoraik nagyon közel állnak egymáshoz. Emiatt a sóban lévő fémek közül a protaktínium, a tórium, az urán, a transzurán elemek és a lantanoidák egyidejűleg hagyják el a sóolvadékat [5].

Elektrokémiai szeparáció

A folyékonyfém-extrakciót követően a második lépés a kiextrahált fémek egymástól való szétválasztása. Ennek keretében a legfontosabb cél a lantanoidák elválasztása a sótól, és a visszamaradó aktinoidák reaktorba történő táplálása. A folyamat szelektivitását elsősorban a folyamatban résztvevő elektrodok változtatható redox potenciálja adja. A szeparáció két lépésben valósulhat meg. Első lépésként az anódon – megfelelő feszültség hatására – a fémkeverékből a megfelelő fém(ek) egy LiF-CaF₂ összetételű sókeverékben oldatba mennek, majd a következő egység(ek)ben a különböző feszültségű katódokon kiválnak [5].

Fluorinálás

E szeparációs művelet lényege, hogy a reaktorból érkező elhasznált sót fluorgázzal intenzíven átbuborékoltatják. Ennek eredményeként a fluorral könnyen illó vegyületeket képző sókomponensek gáz formájában távoznak a sóolvadékból. Ezek között a legfontosabb az urán, amelynek a sókeverékben jelenlévő formája, az urán-tetrafluorid – a következő egyenlet szerint – a fluor gázzal illékony urán-hexafluoridot alkot [6]:



Ezzel szemben – például – a plutónium PuF₄ állapotban marad, így nem hagyja el a sókeveréket. A teljes sókezelési folyamatot az 1. ábrán foglalhatjuk össze [7].

A folyamatábrán látható protaktínium-bontó egység feladata szintén fontos. A reaktorban a ²³²Th izotóp neutronbefogással először ²³³Th-má alakul, amely viszonylag rövid felezési idővel (22 perc),

negatív β -bomlással ^{233}Pa -má alakul. A ^{233}Pa izotóp a reaktor üzemeltetése során folyamatosan keletkezik, reaktorból való eltávolítása két okból is fontos: egyrészt mert nagyon erős reaktorméreg, továbbá pedig mert értékes hasadó izotóppá bomlik. E folyamat felezési ideje hosszabb (körülbelül 27 nap), és a ^{233}Pa szintén negatív β -bomlással alakul át ^{233}U izotóppá, amelynek felezési ideje $1,592 \cdot 10^5$ év. A reaktorban ezen izotópok közül csak az ^{233}U az, ami elhasad, ezért a sókezelési folyamatban szükség van egy egységre, ahol a protaktíniumot megfelelő körülmények között lehet tárolni addig, amíg az teljes egészében átalakul uránná. Ez – a felezési időből kiindulva – elég hosszadalmas folyamat, mivel a felezési idő körülbelül tízszeresét kell megvárni ahhoz, hogy jó közelítéssel tiszta ^{233}U -t kapjunk. Többek között ennek is köszönhető, hogy a sónak e bonyolultabb vegyi üzembeli kezelése sokkal időigényesebb folyamat, mint a reaktor melletti buborékoltatás.

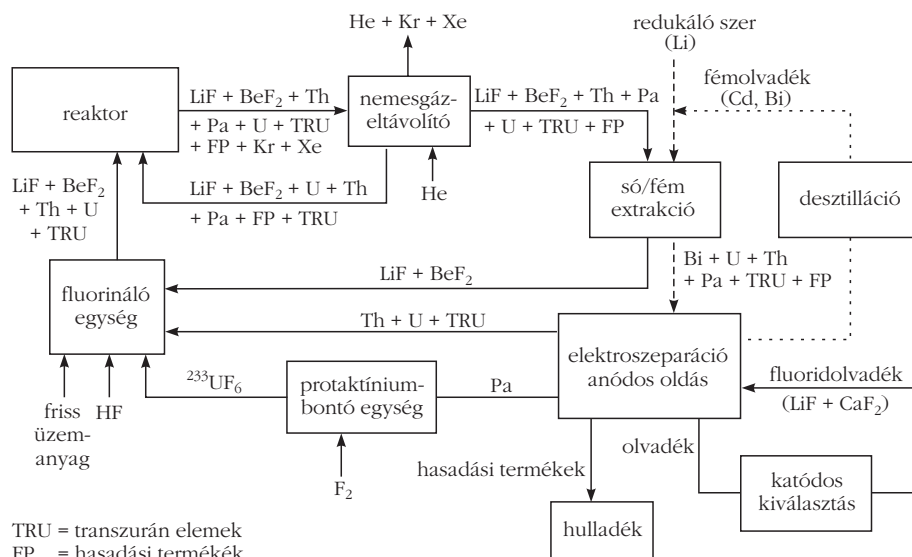
A sókezelés hatása a reaktorra

A sókezelés milyenségének, hatékonyságának jelentős befolyása van a sóolvadékos reaktorra. Ezek közül igen jelentős a kezelés idejének hatása a reaktor konverziós faktorára. A C konverziós faktort tórium alapú sóolvadékos reaktorokra a következőképpen definiálhatjuk [9]:

$$C = \frac{r_{c, 232\text{Th}} - r_{c, 232\text{Pa}}}{r_{f, 233\text{U}} + r_{c, 233\text{U}}}$$

ahol r_c az adott izotóp neutronbefogási (capture rate), r_f pedig hasadási rátája (fission rate). Az 1-nél nagyobb konverziós faktor azt jelenti, hogy a reaktorban nagyobb mennyiségben keletkezik ^{233}U izotóp, mint amennyit a reaktor elhasít. 1-nél kisebb érték mellett a reaktorból „fogy” a hasadó izotóp, ezért azt folyamatosan pótolni kell. Ha hosszú ideig stabilan működő reaktort akarunk, akkor legalább 1-es értékű konverziós faktort kell biztosítani. Mivel a legtöbb hasadási termék és a protaktínium is reaktorméreg, tehát neutronokat könnyen befogó izotópok, eltávolítási sebességeik hatása a konverziós faktorra jelentős [9].

Az 1. táblázatból látható, hogy a só kezelése minél hosszabb ideig tart, annál kisebb lesz a konverziós faktor. Lassú kezelés esetén a reaktorban lévő só csak lassan cserélődik, nagy mennyiségben feldúsulnak a



1. ábra. A sókezelés teljes folyamata.

hasadási termékek és rengeteg neutront emésztenek fel, így a tórium \rightarrow urán folyamat lassabb lesz, mint az urán hasadásának folyamata [9].

A konverziós faktorra szintén jelentős hatással van, hogy a sókezelés mely elemcsoportok extrakciójára terjed ki. Amennyiben a transzurán elemek és a protaktínium is eltávolításra kerül, úgy a faktor értéke a legmagasabb (a konkrét érték az időtől is függ, amint azt az imént is láttuk), amennyiben csak a transzurán elemeket extrahálják, akkor az érték alacsonyabb, ha csak a protaktíniumot extrahálják, tovább csökken, végül a legalacsonyabb a konverziós ráta abban az esetben, ha a sót csak buborékoltatásnak vetik alá.

Összességében tehát megállapítható, hogy a konverziós faktor akkor lesz magas, ha a sókezelés gyors és minél több elem extrakciójára terjed ki, hiszen ebben az esetben a neutronelnyelő hasadási termékek, transzurán elemek és a protaktínium is rövid időt töltenek a reaktorban, ezért a neutronfluxust csak kis mértékben csökkentik a reaktorban.

Buborékoltatás hatása a reaktorra

A só kezelésének másik, szintén fontos része a gáz halmazállapotú hasadási termékek eltávolítása a sóból. A kiindulási hasadóanyagtól függően nagy számú hasadási termékéről beszélhetünk, amelyek alapvetően

sókezelési idő	konverziós faktor
rövid (10 nap)	1,062
közepesen rövid (3 hónap)	1,024
közepesen hosszú (6 hónap)	1,000
hosszú (1 év)	0,986
nagyon hosszú (2 év)	0,961
csak buborékoltatás	0,562

2. táblázat

A ¹³⁵Te bomlási sora

nuklid	¹³⁵ Te	¹³⁵ I	¹³⁵ Xe	¹³⁵ Cs	¹³⁵ Ba
$T_{(1/2)}$	30 s	6,6 óra	9,1 óra	$2,6 \cdot 10^6$ év	stabil

két fő csoportba sorolhatók. Az egyik csoport körülbelül 80–110 tömegszámig terjed, ide tartozik az ötödik periódus jó néhány eleme, valamint a kripton, mint nemesgáz. A másik nagy csoport pedig a körülbelül 125–155 tömegszám közötti különböző izotópokat tartalmazza. Ide tartozik egy viszonylag hosszabb életű radionuklid, a ¹³⁷Cs, a lantanoidák körülbelül fele, és két rendkívül fontos reaktorméreg: a ¹⁴⁹Sm és a ¹³⁵Xe is. A nemesgáz-eltávolító rendszer elsődleges célja ez utóbbi izotóp eltávolítása a sóból.

A ¹³⁵Xe meglehetősen kis stabilitású, felezési ideje 9 óra 6 perc. A reaktorokban a teljes xenonmennyiség csak viszonylag kis része, mindössze pár százaléka származik közvetlenül az urán hasadásából, nagyobb hányada a ¹³⁵Te bomlásának eredménye, amely izotóp a hasadásból származik. A ¹³⁵Te felezési ideje mindössze 30 másodperc, és negatív β -bomlással ¹³⁵I keletkezik belőle, amely 6,6 órás felezési idővel bomlik ¹³⁵Xe-ná. A teljes bomlási sort a 2. táblázat mutatja.

A ¹³⁵Xe izotóp neutronbefogási hatáskeresztmetszete $\sim 2,6 \cdot 10^6$ barn, ami elképesztően magas érték. Összehasonlításképpen a ²³⁵U izotóp hatáskeresztmetszete 550 barn. A neutronelnyelés eredményeként ¹³⁶Xe izotóp keletkezik, ami stabil. A reaktor üzemelése közben a ¹³⁵Xe folyamatosan termelődik a hasadásból származó ¹³⁵Te-ből. Ezzel párhuzamosan a ¹³⁵Xe mennyiségét csökkentő neutronelnyelés is zajlik. A két folyamat közötti egyensúly nagyjából 40–50 órányi egyenletes reaktorüzemelés után áll be. Ilyenkor a ¹³⁵Xe koncentrációja a reaktorban a teljesítménnyel arányos értéken állandósul. Amennyiben a reaktor teljesítményét meg akarjuk növelni, akkor a neutronok száma a reaktorban megnő, így a ¹³⁵Xe izotóp mennyiségét csökkentő neutronbefogás mértéke is megnő, ugyanakkor viszont a megnövelt teljesítmény miatt a ¹³⁵I termelés is nő a reaktorban. Ezen folyamatok eredőjeként a neutronfluxus növelését követő néhány órában a ¹³⁵Xe koncentráció csökken, minimumot ér el, majd az azt követő 40–50 órában növekszik, végül beáll a megnövelt teljesítményhez tartozó magasabb koncentrációértéken. Ha a teljesítményt csökkentjük, akkor viszont az egész folyamat éppen fordítva játszódik le, a koncentráció eleinte növekszik, majd csökken, végül beáll egy alacsonyabb értéken. Amennyiben a reaktort leállítjuk, a neutronfluxus sok nagyságrenddel lecsökken, így tulajdonképpen a ¹³⁵Xe-t fogyasztó folyamat jó közelítésben elhanyagolhatóvá válik az azt termelő folyamattal szemben, így ilyen esetben a ¹³⁵Xe koncentrációja a reaktorban átmenetileg drasztikusan megnő. Amikor a reaktort újraindítják, a felhalmozódott ¹³⁵Xe eleinte nagy mennyiségű neutront nyel el, éppen

ezért a reaktor „nehezen indul”. A fentiek miatt a ma használt vízhűtésű reaktorokat leállítás után csak akkor lehet újraindítani, ha a ¹³⁵Xe koncentráció már megfelelően alacsony. A xenon reaktorból való eltávolítása a mai reaktoroknál nem lehetséges [8]. Ezzel szemben számít elég nagy előnynek az olvadt-sós reaktorok azon tulajdonsága, hogy lehetővé teszik a két gázalmazállapotú hasadási termék, a kripton és a xenon üzem közbeni eltávolítását a reaktorból. Ennek során a reaktorból távozó sókeveréket héliummal történő intenzív átbuborékoltatásnak vetik alá. Annak érdekében, hogy a sóban a ¹³⁵Xe koncentrációját alacsonyan tartsák, egységnyi idő alatt a só viszonylag nagy térfogatát szükséges a buborékolató egységen átmozgatni, továbbá mivel a sóban a xenon oldhatósága a hőmérséklet növelésével csökken, érdemes a reaktor közvetlen közelében a deszorpciót végrehajtani. Ezen okokból a sóolvadékos reaktor héliumos átbuborékolató egységét a reaktor és a hőcserélő közé tervezik. Ezen belül a reaktorból távozó sőt egy szivattyú hajtja, amely mellett közvetlenül, nagy mennyiségben héliumbuborékokat juttatnak a sóba. Ezek után a gázbuborékok a folyadékkal együtt mozognak, miközben a nemesgázok a sőt elhagyva a gázfázisba koncentrálnak. A folyamat egészen addig tart, amíg a két fázis el nem válik egymástól. Bár e buborékolatási technika rendkívül perspektivikusnak ígérkezik, egyértelmű azonban, hogy a buborékok mérete, geometriája nagyban befolyásolhatja a xenon eltávolításának hatásfokát [5, 6].

Mindent egybevetve mondhatjuk, hogy a sóolvadékos reaktorok igen sok kedvező tulajdonsággal, lehetőséggel rendelkeznek. Ezek a reaktorok megfelelő formában tényleg képesek lehetnek a negyedik generációs reaktorok céljainak elérésére. Azonban az is látható, hogy a koncepció kezdeti kísérleti stádiumban jár. Következésképp ezzel a reaktorkoncepcióval kapcsolatban rengeteg kutatási, fejlesztési munkára van még szükség.

Irodalom

1. Király M.: Lehetséges megoldások az atomenergia-ipar jelenlegi problémáira, I.–II. rész. *Fizikai Szemle* 63 (2013) 121, 162.
2. M. W. Rosenthal, P. R. Kasten, R. B. Briggs: *Molten Salt Reactors – History, Status, and Potential*. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1969.
3. M. W. Rosenthal: An Account of Oak Ridge National Laboratory's Thirteen Nuclear Reactors. *ORNL/TM* (2009) 181.
4. D. Leblanc: *Molten Salt Reactors: A new vision for a Generation IV concept*. Department of Physics Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada
5. F. N. Peebles: *Removal of Xenon-135 from circulating fuel salt of the MSBR by mass trans to helium bubbles*. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1968.
6. J. H. Shaffer: *Preparation and handling of salt mixtures for the Molten Salt Reactor Experiment Oak Ridge National Laboratory*. U.S. Atomic Energy Commission, 1971.
7. J. Uhlir: Chemistry and technology of Molten Salt Reactors – history and perspectives. *Journal of Nuclear Materials* 360/1 (2007) 6–11.
8. DOE Fundamentals Handbook: *Nuclear Physics and Reactor Theory*. Vol. 2. U.S. Department of Energy. January 1993. 35–42.
9. E. Merle-Lucotte, et al.: Influence of the reprocessing on Molten Salt Reactor behaviour. *Nuclear Technology* 163/3 (2008) 358–365.

NEM-REFLEKTÁLÓ NANOSTRUKTÚRÁK ELŐÁLLÍTÁSA TÖMBI FÉMFELÜLETEKEN FEMTOSZEKUNDUMOS LÉZERES BESUGÁRZÁSSAL

Hopp Béla¹, Csizmadia Tamás¹, Tápai Csaba¹, Vass Csaba¹, Kiss Bálint¹, Smausz Kolumbán Tomi^{1,2}

¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

²Szegedi Tudományegyetem, MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport

A femtoszekundumos lézerek nagy pontosságú mikro-megmunkálást tesznek lehetővé még a nagy hővezetési tényezővel rendelkező fémek esetén is. Azonban a megmunkált felületek nagy felbontású elektronmikroszkópos vizsgálatai kimutatták, hogy bizonyos paramétertartományon a kezelt felületeken olyan nanométeres mérettartományú struktúrák alakulhatnak ki, amelyek nagy mértékben csökkentik a besugárzott felület reflexióját. Ezt az abszorpciónövekedést fémek széles skálája esetén kimutatták, mint például arany, platina, volfrám, titán-ötvözetek, alumínium, acél [1–3]. Spektroszkópiai mérések szerint a kialakuló, a céltárgy anyagától függően nagy fokú rendezettséget, vagy épp véletlenszerű elrendeződést mutató nano- és mikrostruktúrák jelenléte miatt a kezelt felületek abszorpciója elérheti a 90–95%-ot az UV, a látható és a közeli infravörös-tartományon egyaránt. A fény hullámhosszánál kisebb méretű nanostruktúrákon történő fényszórás/reflexió nagy mértékben függ azok méretétől és alakjától, kialakulásukat befolyásolják a céltárgy és a lézerimpulzus tulajdonságai. A fényelnyelésért több folyamat is felelőssé tehető, mint például a többszörös szóródás, a fény csapdázódása a felszín alatt kialakuló mikro- és nanoüregekben, plazmonikus abszorpció, vagy akár a röntgensugárkeltésből ismert fékezési sugárzás ellentétes folyamata [4]. A módszerrel nem csak „fekete”, hanem színezett fém felületeket is sikerült előállítani. Ezt úgy tudták elérni, hogy a megmunkált felületek mikro- és nanométeres jellemzőit kombinálták: nanostruktúrákkal borított mikrométer-szélességű rendezett csíkokat hoztak létre a felületen és az így kialakuló „rácson” diffraktálódó fény miatt a kezelt terület különböző irányból nézve más-más színűnek látszott [5, 6].

A „fekete fémek” a tudomány és az ipar számos területén alkalmazhatók lehetnek széles hullámhossztartományú abszorbensként, amelynek egyik fő előnye, hogy a reflexiómentesítéshez nem kell valamilyen más anyagú bevonatokat felvinni a céltárgy felületére, hanem maga az akár eredetileg nagy fényvisszaverő-képességű munkadarab anyagában sötétíthető. A témában ez idáig megjelent számos tanulmány ellenére a nano-

struktúrák kialakulásának folyamata és a fényelnyelődés mechanizmusa még nem teljes részletességében ismert. Kutatásunk célja ezen mintázatok kialakulása és a reflexiós tulajdonságok változása közötti kapcsolat vizsgálata három nemesfém esetén (réz, ezüst és arany) különböző lézerparaméterek alkalmazása mellett.

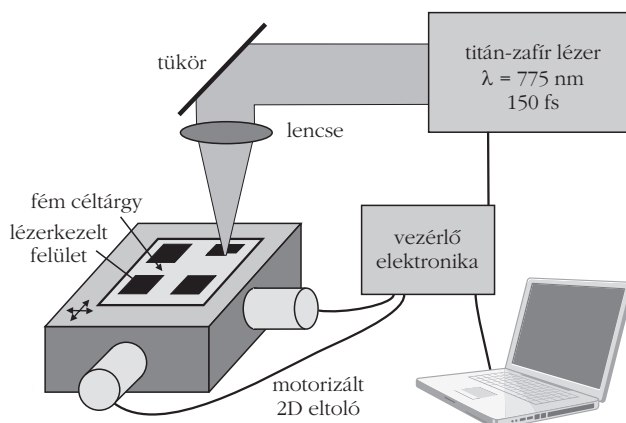
Fémfelületek lézeres besugárzása

A felületmódosítást célzó kísérleteink során tömbi réz, arany és ezüst céltárgyakat sugároztunk be egy $\lambda = 775$ nm központi hullámhosszú, 150 fs impulzushosszú és 1 kHz ismétlési frekvenciájú titán-zafir lézerrel. A lézer homogenizált nyalábját merőleges beesés mellett a minták felszínére fókuszáltuk: a kör alakú folt átmérője 250 μm volt, az impulzusok energiasűrűségét pedig 16–2000 mJ/cm^2 tartományon változtattuk. Ahhoz, hogy egy nagyobb területet tudjunk módosítani, a mintát – felületének síkjában – egy kétdimenziós motorizált eltolóval mozgattuk (1. ábra). A pásztázási sebesség függvényében az adott területet érő átlagos impulzusszámot 10 és 1000 között változtattuk. A besugárzott területek szórási/abszorpciós tulajdonságainak megváltozása szabad szemmel is jól látható volt.

Reflexió mérése

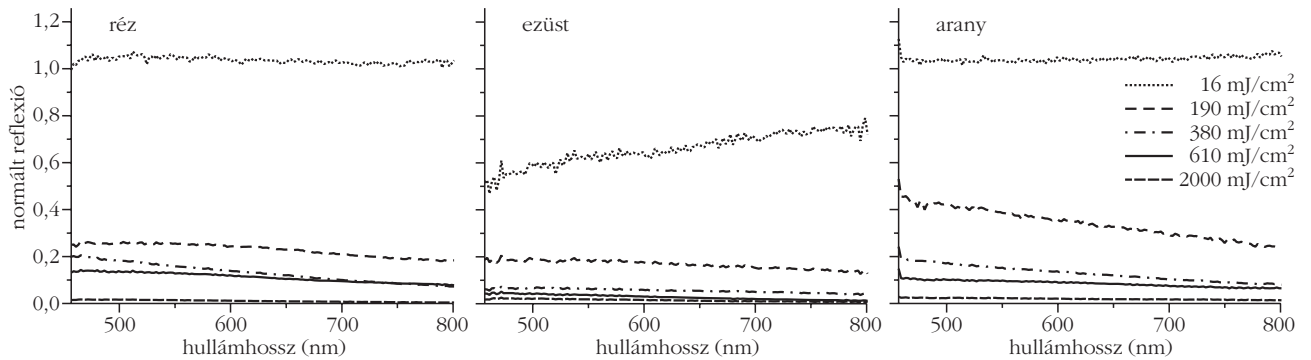
A reflexióban bekövetkező változás számszerűsítéséhez a besugárzott felületek fényvisszaverő-képességét egy $NA = 0,12$ numerikus apertúrájú objektívvel felsze-

1. ábra. Az alkalmazott kísérleti elrendezés.



A 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás írott változata.

A kutatás anyagi háttérének biztosításához hozzájárultak „Impulzuszérezetek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” (TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060), valamint az „Új, funkcionális anyagok által kiváltott biológiai és környezeti változások” (TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0047) projektek.



2. ábra. A kezeletlen felületeken mért értékekre normált reflexiós spektrumok a három fém esetén, 100 impulzussal történő besugárzás után, különböző energiasűrűségek alkalmazása mellett.

relt mikroszkópos spektrométerrel vizsgáltuk a 450–800 nm hullámhossztartományon. A spektrumokat a kezeletlen területeken mért reflexiós értékekre normaltunk, így a minták eredeti reflexiójától függetlenül könnyebben összehasonlíthatók voltak a különböző fémeken bekövetkező változások (2. ábra).

Az általunk választott legkisebb (16 mJ/cm^2) energiasűrűség alkalmazása az ezüst mintáknál már 100 impulzus után a fényvisszaverő-képesség jól látható csökkenését okozta, a besugárzott terület elsötétedett. A réz és arany esetén tapasztalt, az 1-et kevéssel meghaladó normált reflexió feltehetőleg a felületeken kezdetben jelen levő szennyeződések eltávolításából adódhat. 190 mJ/cm^2 felett már mindhárom fém esetén jelentősen csökkent a felületek fényvisszaverő-képessége, a nagyobb hullámhosszak felé csökkenő normált reflexió a sugárzás következtében kialakuló felületi érdességre utal. A 3.a ábrán látható, 550 nm-en mért reflexiós értékek jól mutatják, hogy 100 impulzussal való besugárzás hatására az energiasűrűség növelésével a reflexió kezdetben gyorsan csökken, 800 mJ/cm^2 felett már mindhárom fém esetén kevesebb, mint 10%-a a kiinduló értéknek. A 3.b ábrán ugyancsak az 550 nm-en mért, de az impulzusszám függvényében ábrázolt normált reflexió értékét láthatjuk 190 mJ/cm^2 energiasűrűség alkalmazása esetén. Ez kezdetben meredeken, majd egyre lassulva csökkent, 1000 impulzus után pedig már mindhárom fém esetén 5% alatti volt.

Morfológiai vizsgálatok

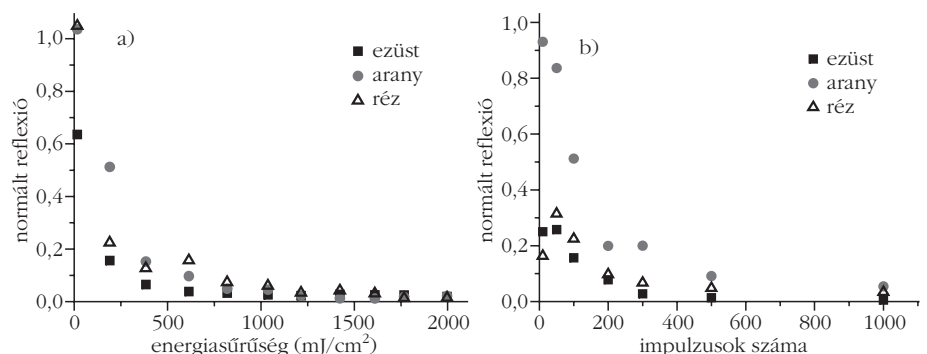
A reflexiós adatok és a felületek strukturáltsága közötti összefüggések vizsgálatához a céltárgyak lézerrel kezelt területeinek mikro- és nanoszerkezetét pásztázó elektronmikroszkóppal vizsgáltuk meg. A 4. ábrán látható, hogy – főleg az arany és réz esetén – 100 impulzus után már a legkisebb alkalmazott energiasűrűségnél (16 mJ/cm^2) is strukturálódik a felület annak ellenére, hogy a szakiroda-

lomban ezen fémek ablációs küszöbére néhány száz mJ/cm^2 értékeket lehet találni. Az energiasűrűség növelésével a morfológiai változások jelentősebbé válnak, majd további növeléssel a struktúrák jellege állandósul. Ez az érdesedési tendencia összhangban van a felület fényvisszaverő-képességének csökkenésével, majd annak állandósulásával. A kezelt ezüstfelületeken kialakult struktúrák nagy mértékben különböznek az aranytól és rézhez képest: míg az ezüst felületét szubmikrométeres mérettartományú visszafagyott olvadákcseppek borították, addig a másik két fém esetén egy hasonló jellegű, de kevésbé kompakt szerkezetet néhány nanométeres méretű részecskékből kialakuló korallszerű aggregátumok sokasága borította. 190 mJ/cm^2 energiasűrűségnél a kialakult mintázat jellegének impulzusszámfüggését vizsgálva azt kaptuk, hogy a jellegzetes struktúrák már az első 100 lézerimpulzus hatására kialakultak, a további besugárzás nem okoz újabb, lényeges szerkezeti változást (5. ábra).

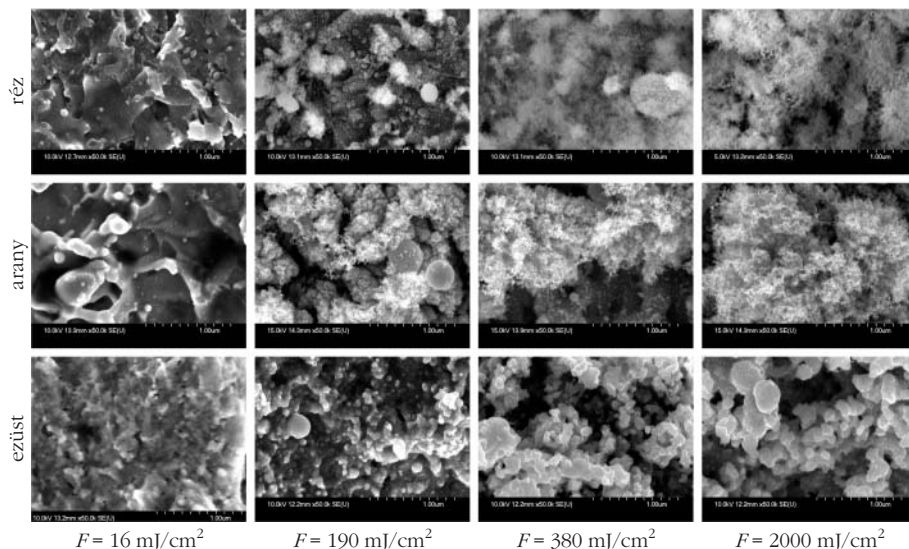
A kapott eredmények értelmezése

Kísérleteink megmutatták, hogy a femtoszekundumos titán-zafír lézer alkalmas nem-reflektáló nanostruktúrák létrehozására réz-, ezüst- és aranyfelületeken. Annak ellenére, hogy a megfigyelt reflexiócsökkenés hasonló mértékű volt, a kialakuló struktúrák jellege nagy mértékben függött az alkalmazott céltárgy anyagától. A cseppek jelenléte a besugárzott felületen arra

3. ábra. Az 550 nm-es normált reflexió függése a lézer energiasűrűségétől 100 impulzus esetén (a) és a reflexió függése a felületet ért impulzusok számától 190 mJ/cm^2 energiasűrűség alkalmazása esetén (b).



utal, hogy az olvadás-megszilárdulás ciklusoknak jelentős szerepe van az abszorbeáló felület kialakulásában. A réz és arany esetén kialakuló korallszerű szerkezet emellett intenzív párolgásra/forrásra utal. A lézersugárzás hatására kifejlődő sűrű ablációs anyagfelhőben az atomi mérettartományú elemek közötti nagy számú ütközés következtében nanorészecskék jönnek létre (ezen alapul a femtoszekundumos lézerrel történő nanorészecske-előállítás), amelyek összetapadásából az úgynevezett diffúziólimitált aggregáció folyamán alakulnak ki a korall formájú alakzatok. Az ütközések másik következménye, hogy az ablációs anyagfelhőben jelentős, a besugárzott felület felé irányuló anyagáramlás is fellép, amelynek következtében a teljes elforró anyagmennyiség akár 20%-a is visszajuthat a felszínre. Így a visszakerülő aggregátumok megtapadhatnak a felületen kialakult néhány száz nanométeres cseppeken, kialakítva az arany és réz esetén megfigyelt morfológiát. Felvetődik a kérdés, hogy mivel magyarázható az ezüst eltérő viselkedése. Jól ismert az ezüst azon tulajdonsága, hogy olvadt állapotban nagy mennyiségű oxigént képes megkötni. Ez a mennyiség elérheti az olvadéktérfogat hússzorosának megfelelő, 1 atmoszféra parciális nyomású O_2 -t. A lehűlés, megszilárdulás folyamán az ezüst leadja az oxigént és ez a „fröccsenéssel” járó gyors folyamat nanocseppeket eredményezhet, amelyek a felszínre visszahullva hozhatják létre a megfigyelt szemcsés szerkezetet.

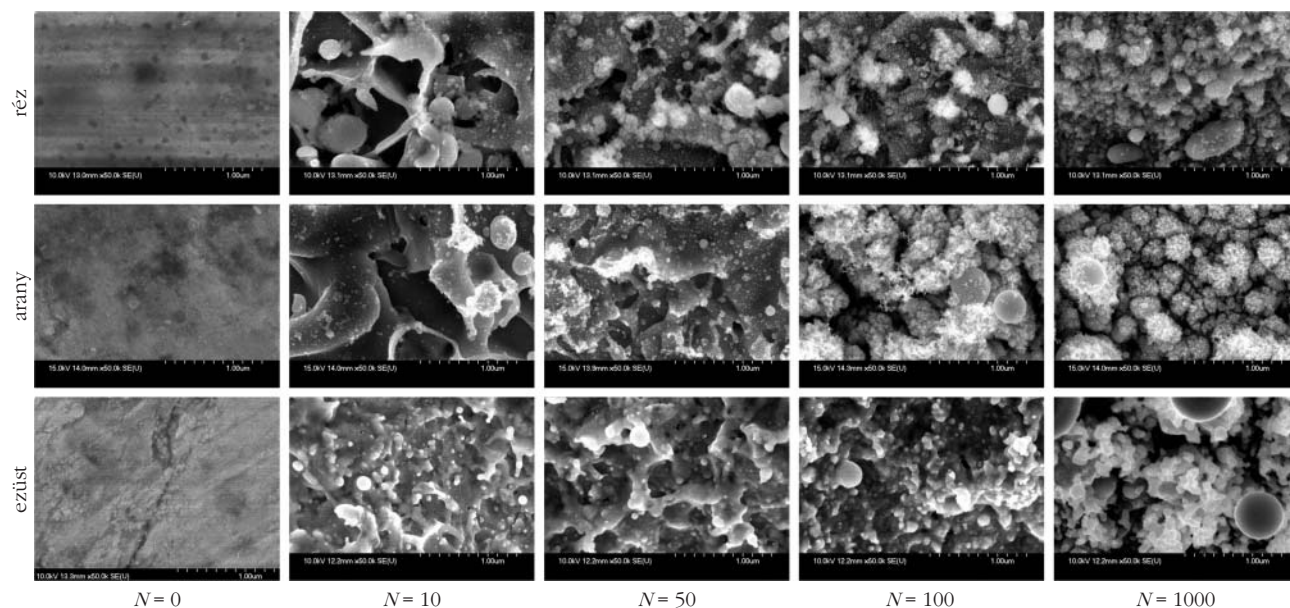


4. ábra. Különböző energiasűrűségeknél 100 impulzus után kialakuló felületi mintázat.

Irodalom

1. A. Y. Vorobyev, C. Guo: Metallic light absorbers produced by femtosecond laser pulses. *Advances in Mechanical Engineering* 2010 (2010) 452749.
2. A. Y. Vorobyev, C. Guo: Femtosecond laser blackening of platinum. *J. Appl. Phys.* 104 (2008) 053516.
3. T.-F. Yao, P.-H. Wu, T.-M. Wu, C.-W. Cheng, S.-Y. Yang: Fabrication of anti-reflective structures using hot embossing with a stainless steel template irradiated by femtosecond laser. *Microelectron. Eng.* 88 (2011) 2908.
4. A. Y. Vorobyev, C. Guo: Reflection of femtosecond laser light in multipulse ablation of metals. *J. Appl. Phys* 110 (2011) 043102.
5. J. Yao, C. Zhang, H. Liu, Q. Dai, L. Wu, S. Lan, A. V. Gopal, V. A. Trofimov, T. M. Lysak: Selective appearance of several laser-induced periodic surface structure patterns on a metal surface using structural colors produced by femtosecond laser pulses. *Appl. Surf. Sci.* 258 (2012) 7625.
6. M. S. Ahsan, F. Ahmed, Y. G. Kim, M. S. Lee, M. B. G. Jun: Coloring stainless steel surface by femtosecond laser induced micro/nano-structures. *Appl. Surf. Sci.* 257/17 (2011) 7771.

5. ábra. 190 mJ/cm² energiasűrűségnél különböző impulzusszám esetén kialakuló felületi struktúrák.



LÉZERGENERÁLT KOROM-AEROSZOLOK FOTOAKUSZTIKUS VIZSGÁLATA

Utry Noémi¹, Ajtai Tibor², Smausz Kolombán Tomi², Kecskeméti Gabriella¹,
Tápai Csaba¹, Pintér Máté¹, Hopp Béla¹, Bozóki Zoltán²

¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

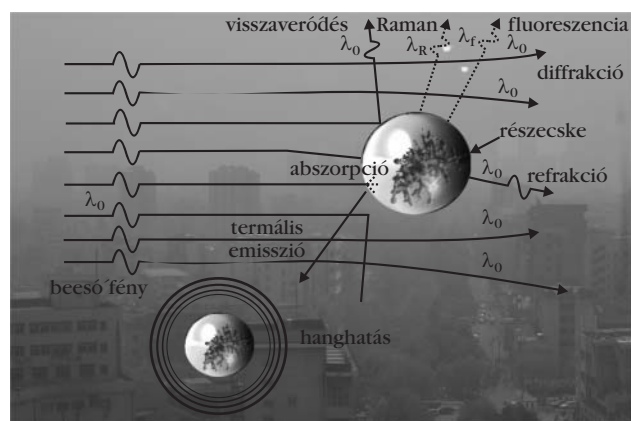
²Szegedi Tudományegyetem, MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport

Napjaink egyik, társadalmi és gazdasági vonatkozása miatt is jelentős kutatási területe az antropogén eredetű (emberi tevékenység következtében a légkörbe kerülő) légszennyezők klimatikus és emberi egészségre gyakorolt hatásának vizsgálatára irányul. Kezdetben a Föld és légkörének sugárzásos egyensúlyában bekövetkező változásokért kizárólag a 19. század derekától bekövetkező robbanásszerű ipari fejlődés következtében a légkörbe kerülő, hosszú életidejük miatt ott folyamatosan felhalmozódó, üvegházhatású gázokat tették felelőssé. Az antropogén eredetű, nem gázfázisú légszennyezők klimatikus hatására csak évtizedekkel később figyeltek fel a szakemberek. A légköri részecskék (aeroszolok) a rájuk eső elektromágneses sugárzást szórhatják és elnyelhetik (közvetlen hatás). A szórás és a magasabb légrétegekben történő elnyelődés csökkenti a földfelszínre beérkező elektromágneses sugárzás nagyságát, ezáltal hűti, míg a felszín közeli abszorpció fűti a légkört. Az aeroszolok a felhők szerkezeti és spektrálátviteli sajátosságait befolyásolva megváltoztatják azok életidejét és reflexió (fényvisszaverő) képességét is (közvetett hatás). Az első becslések az antropogén eredetű légköri részecskék sugárzásos egyensúlyt befolyásoló hatására a 80-as években készültek. Ezen becslések az akkor még a légkörben dominánsnak gondolt és gömb alakúnak feltételezett (elhanyagolható abszorpcióval rendelkező) szulfát aeroszolok 2-3 K nagyságú globális, átlagos hőmérsékletcsökkentő hatását jelezték előre, ami összemérhető nagyságú a CO₂ gáz globális, átlagos hőmérsékletemelő hatásával. Míg az üvegházhatású gázok elsősorban az infravörös, addig az aeroszolok a látható és az ultravioleta tartományban befolyásolják jelentősen a sugárzásos egyensúlyt. A szakirodalomban ekkor terjedt el az üvegházhatás analógiájára és némi ironikus áthallást megengedve a fehérházhatás kifejezés a légköri aeroszolok klimatikus hatásának jellemzésére [1]. Ezek és az ezt követő kalkulációk közös jellemzője, hogy csak nagy bizonytalanság mellett meghatározottak. Az aeroszolok sugárzásos egyensúlyra kifejtett hatásának számolásakor fellépő bizonytalanságok forrásai: a térbeli és időbeli koncentrációada-

tok hiányos ismerete, az aeroszolok üvegházhatású gázokhoz képest rövid légköri tartózkodási ideje és epizodikus (például esővel történő) kimosódása, a spektrális sajátosságaik időbeni változása, illetve szórási koefficiensük jelentős függése a relatív páratartalomtól (RH). A legnagyobb bizonytalanságot azonban az a megközelítés okozta, hogy a légköri aeroszolokat döntően szóró részecskéként írják le, elhanyagolva az abszorptív frakció járulékát. Csak az utóbbi évtizedekben kezdtek a légköri aeroszolok tömegkoncentrációjában valóban elhanyagolható mennyiségű, de a darabszám-koncentrációban domináns, abszorpcióval rendelkező korom-nanorészecskék klimatikus hatásával intenzíven foglalkozni. Kiderült, hogy a légkör finomfrakcióját (< PM₁; az 1 µm-nél kisebb aerodinamikai átmérővel rendelkező aeroszolok) meghatározóan kitevő korom-nanoaeroszolok jelentősen befolyásolják a sugárzásos egyensúlyt. A legújabb (2013-ban megjelent), a korom-aeroszolok klimatikus hatására vonatkozó tudományos összegzés szerint a korom a második legfontosabb antropogén eredetű légszennyező (csak a CO₂ gáznak van nagyobb klimatikus hatása) [2]. Fontossága ellenére a légköri aeroszolok abszorpció, illetve a korom-aeroszolok spektrális válaszárol a gyakorlatban is alkalmazható megbízható mérőmódszerek/mérőműszerek hiánya miatt keveset tudunk.

Jelenleg az egyetlen olyan mérés technikai eljárás, amely képes a légköri korom-aeroszolok abszorpció választékán fényszórásra érzéketlen módon, in-situ (az aeroszolok természetes állapotában történő) meghatározására, a fotoakusztikus spektroszkópia (1. ábra).

1. ábra. A fény-aeroszol kölcsönhatáskor fellépő fizikai folyamatok és a fotoakusztikus jelkeltés elve.



A 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás írott változata.

Jelen kutatás az OTKA (K 101905), TÁMOP-4.2.2A-11/KONV-2012-0060 és a TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0047 projektek keretében készült. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

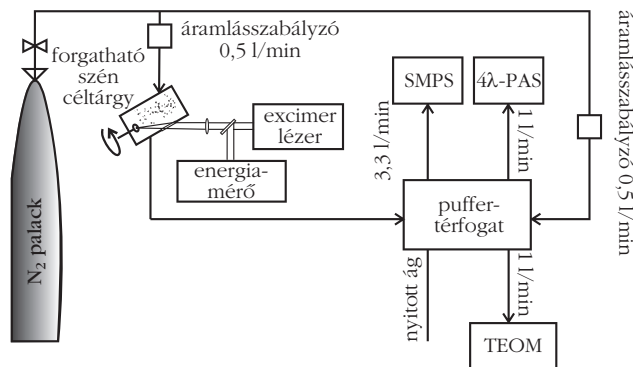
A légkörben lejátszódó fény-aeroszol kölcsönhatások közül csak az abszorpció kelt fotoakusztikus jelet, így a fotoakusztikus jelkeltés egyedülálló lehetőséget biztosít a légköri aeroszolok fényelnyelő képességének valós idejű, kvalitatív, keresztteffektusoktól mentes vizsgálatára. A fotoakusztikus jelkeltés elve röviden a következő: a mintatérben (jellemzően hengerrezonátorban) átvezetett aeroszolat tartalmazó gázelegyet (levegő) lézeresen gerjesztjük (kivilágítjuk). A gerjesztés során az aeroszolok abszorbeálják a rájuk eső elektromágneses sugárzás egy részét. Az elnyelt energia az aeroszol hőmérsékletének növelésére fordítódik, majd hővezetés révén átadódik a környezetének, aminek következtében megnő a hőmérséklet és a nyomás a mintatérben. Modulált (szaggatott) fénnel történő megvilágítás esetén a moduláció frekvenciájával megegyező nyomásingadozás (hang) lép fel, amit egy a rezonátorban elhelyezett mikrofon segítségével konvertálnak elektromos jellé. Mivel az energiaátadás véges idő alatt megy végbe, a nyomásingadozás (akusztikus hullám) periodicitása fáziskéséssel ugyan, de megegyezik a gerjesztő fény modulációs frekvenciájával, intenzitása pedig arányos a fényelnyelés mértékével, így a minta abszorpciós koeficiensével. A fotoakusztikus rendszerek válaszában ismert optikai abszorpciós koeficiensű abszorberekkel (gáz vagy aeroszol) történő kalibrálása lehetővé teszi, hogy ne csak arányosságot, hanem a mért minta (m^{-1}) dimenziójú optikai abszorpciós együtthatójának abszolút értékét is meghatározzuk a fotoakusztikus jelből.

Az utóbbi időben számos, főként mérési tapasztalatokon alapuló tudományos eredmény igazolta, hogy a korom-aeroszolok abszorpciós spektruma és kémiai összetétele között van összefüggés, és hogy ezt az összefüggést kihasználva a légköri korom-aeroszolok kémiai összetétele egy fizikai mennyiség (optikai abszorpció) több hullámhosszon történő mérésével azonosíthatóvá válik. Az abszorpciós spektrum jellemzése az *AAE* (abszorpciós Angström-exponens) karakterisztikus paraméter használatos.

$$\frac{\alpha_{abs}(\lambda_1)}{\alpha_{abs}(\lambda_2)} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{-AAE},$$

ahol α_{abs} a vizsgált aeroszol (m^{-1}) dimenziójú abszorpciós együtthatója, λ a gerjesztés hullámhossza (nm), *AAE* pedig a dimenziómentes abszorpciós Angström-exponens. A helyzet tovább egyszerűsödik, ha figyelembe vesszük, hogy az egyes korom-aeroszoltípusok abszorpciós válasza az ultraibolya és a látható hullámhossztartományban a rövidebb hullámhosszak felé monoton növekvő, vagy gyorsuló ütemben monoton növekvő függvényvel írható le. Ebben az esetben ugyanis a spektrumon keresztüli összetétel-azonosítás feltétele a több hullámhosszú, lehetőleg UV hullámhosszakat is tartalmazó gerjesztés és a fotoakusztikus detektálás kombinációja.

Az MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoportjában fejlesztették ki az első olyan több hullámhosszú ger-

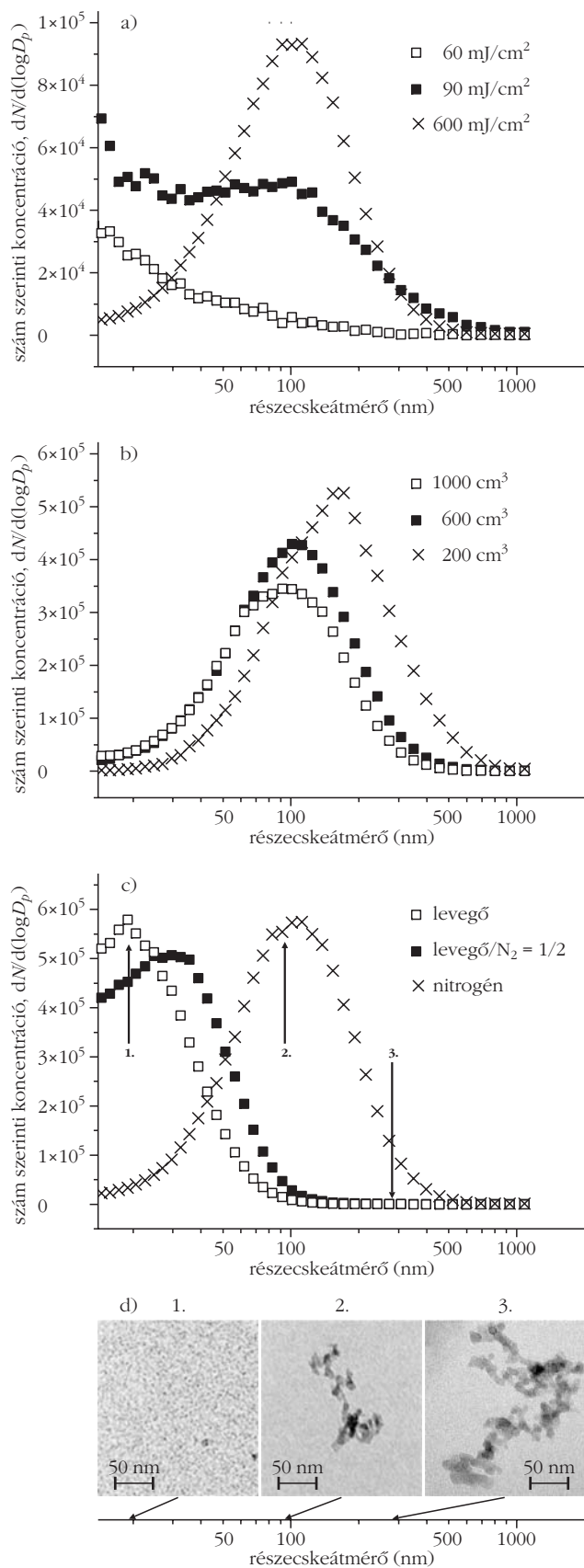


2. ábra. Lézeres ablációs mérési elrendezés koromgenerálásra. A generált koromrészecskék karakterizálására használt detektorok: 4λ-PAS (fotoakusztikus korommérő), SMPS (differenciális mozgékonyág szerinti részecskeszeptor + kondenzációs részecskeszámláló), TEOM (kúpos elemű oszcilláló mikromérleg).

jesztést is alkalmazó fotoakusztikus koromdetektort, amely a filteres mintavétel hibáitól mentesen képes a légköri korom-aeroszolok abszorpciós spektrumának in-situ mérésére a teljes klímareleváns és a fotokémiaileg aktív UV hullámhossztartományban, lehetővé téve nemcsak az *AAE*, hanem az *AAE* hullámhosszfüggésének a vizsgálatát is.

A légköri korom-aeroszolok spektrális válasza még rövid életidejük alatt is jelentősen változhat (változik is) a légkörben lejátszódó fizikai-kémiai kölcsönhatások következtében, így a közvetlen (légkörben történő) vizsgálatokból levont következtetések megbízhatósága erősen korlátozott. A spektrumban bekövetkező változások mögötti fizikai folyamatok jobb megértéséhez szükség van modell korom-aeroszolok laboratóriumi körülmények közötti generálására és vizsgálatára. Az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének Lézerablációs Kutatócsoportjában került kifejlesztésre és tesztelésre az első olyan koromgenerátor, amely képes a generált korom méretét, alakját, illetve a gázkörnyezet összetételét egymástól függetlenül, kontrollált módon befolyásolni (2. ábra).

Ebben az elrendezésben egy impulzusüzemű KrF excimer lézerrel ($\lambda = 248$ nm, FWHM = 18 ns) abláljuk a forgatható mintatartóra rögzített szénmintákat és az így generált koromrészecske-halmazt az ablációs kamrán átvezetett gázárammal juttatjuk a detektorterekbe. A lézerimpulzus energiája, illetve a mintára jutó energiasűrűség változtatásával lehetőség van a generált részecskekelegy méreteloszlásának befolyásolására (3.a ábra). A korom-aeroszolok fraktál aggregátumok, amelyek a koromképződés első fázisában keletkezett grafitos szerkezettel rendelkező gömbi részecskék ütközésével alakulnak ki (DLA, diffúzió limitált aggregáció). A 3.a ábrán látható, hogy az impulzusenergia alacsonyabb értékeinél elsődleges részecskék (monomerek) képződése figyelhető meg (üres négyzettel jelölt görbe), majd az impulzusenergia növelésével beindul az aggregátumképződés, amelyet a teli négyzettel jelölt görbén látható „váll” jelez. Tovább emelve a KrF excimer lézer energiáját, az aggregátumok száma dominánssá válik az elsődleges részecskék rovására (csillaggal jelölt görbe). Az ablációs kamrán



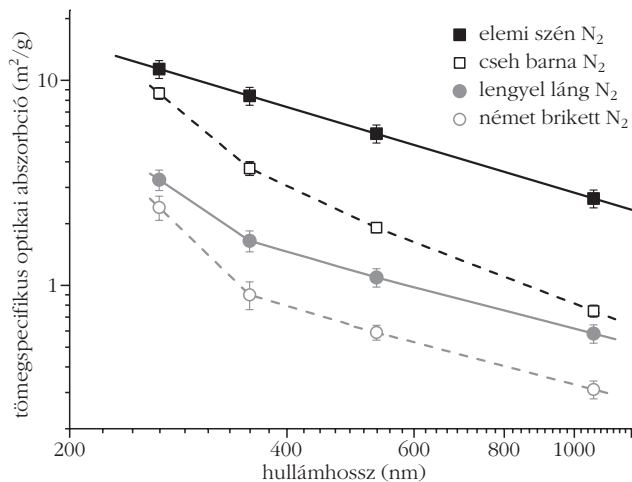
3. *ábra.* Az abláció működési paramétereinek – a) lézereenergia b) áramlási sebesség, c) háttérgáz-összetétel – hatása a generált részecskék méreteloszlására, illetve d) TEM (transzmissziós elektronmikroszkóp) felvételek a különböző méretű részecskékről.

átvezetett puffergáz áramlási sebességének a változtatásával a monomerek időegység alatti összekapcsolódási valószínűsége, így a fraktál aggregátumok morfológiája szintén befolyásolható lesz (3.b *ábra*). Az áramlási sebesség csökkentésével a részecskék kamrabeli tartózkodási ideje, illetve a monomerek szám szerinti koncentrációja is növekszik, mindez nagyobb ütközési valószínűséget eredményez, megnövelve a képződő aggregátumok számát és méretét. Végül a puffergázelegy összetételének változtatásával eltérő légköri körülmények modellezésére is van lehetőség ebben az elrendezésben (3.c *ábra*). Levegőben, tehát oxigén jelenlétében az ablált szénmennyiség egy része szén-monoxiddá alakul, a monomerek mérete nem éri el azt a határátméret, amelynek átlépése után a koaguláció (ütközés-együttmaradás) beindulhatna (üres négyzettel jelölt görbe). Csökkentve az oxigén arányát a puffergázban, a monomerek mérete növekedni kezd (teli négyzettel jelölt görbe), nitrogénben történő ablációnál pedig az aggregátumképződés válik dominánssá (csillaggal jelölt görbe).

A fent bemutatott kísérleti elrendezésben nagy tisztaságú elemi szén és különböző eredetű (kémiai összetételű) háztartási szénmintákból lézergenerált korom-aeroszlok abszorpciós spektrumát határoztuk meg az általunk kifejlesztett négy hullámhosszon működő fotoakusztikus koromgenerátor segítségével. A háztartási szén égetésénél keletkező korom-aeroszlok a fosszilis tüzelőanyagok égetése során keletkezett korom-aeroszlok akár 50%-át is kitehetik [3], ami közel 20% hozzájárulást ad a sugárzásos egyensúly globális átlagos értékéhez. Fontossága ellenére a háztartásiszén-aeroszlok spektrális sajátosságaival foglalkozó kutatások száma aránytalanul kevés, hovatovább a rendelkezésre álló adatok megbízhatósága több esetben kérdéses. Ennek valószínű oka, hogy a korom-aeroszlok emissziójának globális eloszlása igen változatos képet mutat. Kínában a háztartási szén égetésekor keletkezett korommennyiség a teljes korommennyiség 50%-át is elérheti [4], míg a fejlettebb gazdaságokban ez az érték lényegesen kisebb, így ott főként az ipari szén égetésekor keletkező korom-aeroszlok karakterizálására fektetik a hangsúlyt.

A 4. *ábrán* látható a háztartásiszén-aeroszlok a fenti mérési elrendezésben fotoakusztikusan meghatározott abszorpciós spektruma, amely az első in-situ, a filteres mintavétel hibáitól mentes háztartásiszén-aeroszol spektrum. Log-log reprezentációban a mért optikai abszorpciós koefficiensekre illesztett egyenesek meredeksége az adott hullámhossztartományhoz tartozó AAE értékeket reprezentálja. A különböző hullámhosszpárokhoz tartozó AAE értékeket az 1. *táblázat* tartalmazza.

Látható, hogy az elemi szénből generált korom-aeroszol – ami a frissen emittált dízelkorom modelljéül szolgál – AAE értéke közel 1, és a teljes mérési tartományban független a hullámhossztól. A szénmintákból generált korom-aeroszlok AAE értéke egy mástól eltérő, egynél nagyobb és hullámhosszfüggő értékkel rendelkeznek. Tehát bizonyítottuk, hogy az



4. ábra. Lézeres ablációval generált elemi szén és eltérő kémiai összetétellel rendelkező háztartásiszén-aeroszlok fotoakusztikusan mért abszorpciós spektruma.

UV tartományban végzett mérésekkel a korom-aeroszlok abszorpciós spektrumának a szerkezete is vizsgálható. Az eltérő kémiai összetétel az abszorpciós spektrum szerkezetében is megjelenik. Továbbá, mivel nem találtunk összefüggést a rövidebb és a hosszabb hullámhossztartományokban meghatározott AAE értékek között, feltételezhető, hogy nemcsak az AAE, de annak hullámhosszfüggése is összetétel-jellemző. A következő kísérleti feladat a kémiai összetétel és az abszorpciós spektrum jellemzésére használt

1. táblázat

Különböző hullámhosszpárokhoz tartozó AAE értékek			
szénfajta	abszorpciós Angström-exponens (AAE)		
	266-355	355-532	532-1064
elemi szén	1,05	1,04	1,05
lengyel lángborsó	1,71	1,23	1,08
cseh barnaszén	2,01	1,60	1,31
német brikett	1,87	1,42	1,13

AAE értékek közötti összefüggések számszerűsítése. Amennyiben a most még csak munkahipotézisként kezelt fizikai-kémiai összefüggés valóban fennáll, a fenti mérési eredmények újszerű, a jelenlegieknél gyorsabb válaszidejű forrásazonosító eljárások kidolgozását teszik lehetővé.

Irodalom

1. S. E. Schwartz: The whitehouse effect – shortwave radiative forcing of climate by anthropogenic aerosols: an overview. *J. Aerosol Sci.* 27/3 (1996) 359–382.
2. T. C. Bond et al.: Bounding the role of black carbon in the climate system: A scientific assessment. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 118/11 (2013) 5380–5552.
3. T. C. Bond: *Light absorption by primary particles from fossil-fuel combustion: Implications for radiative forcing*. Ph. D. dissertation, Univ of Wash., Seattle, 2000.
4. Streets et al.: Black carbon emissions in China. *Atmosph. Environ.* 35 (2001) 4281–4296.

LINEÁRIS OPTIKAI MÓDSZER VIVŐ-BURKOLÓ FÁZIS CSÚSZÁSÁNAK MÉRÉSÉRE

Jórárt Péter¹, Börzsönyi Ádám¹, Osvay Károly^{1,2}

¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
²ELI-HU Nonprofit Kft.

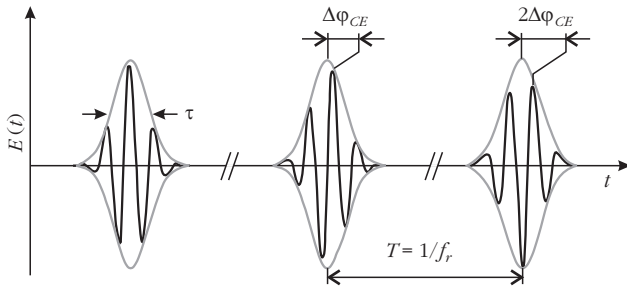
Lézerimpulzusok a fizikai korlátok határán

A látható és közeli infravörös tartományban manapság előállítható legrövidebb idejű lézerimpulzusok hossza nagyjából elérte az ismert fizikai korlátokat, azaz egy fényhullám valamivel több, mint egy optikai periódusnyi időtartamát. A legrövidebb elektromágneses jelek, jelesül a fényimpulzusok előállítására irányuló erőfeszítés nem pusztán önmagáért való alapkutatósi téma, hanem mára számos tudományterületen kivételes kutatóeszközt eredményezett. Ilyen például a biológiában, or-

vostudományban alkalmazott multifoton-abszorpciós mikroszkóp, amely három dimenziós képet ad, és sokkal részletgazdagabb, mint a közönséges mikroszkóp. Az úgynevezett pumpa-próba elrendezésű kísérletekben a femtoszekundumos (10^{-15} s) impulzusokat nagyon gyors vakuként használva olyan időbeli felbontást tesznek lehetővé, hogy a molekulaszervezeti változások is „lefotózhatók”. A kémiai reakciók átmeneti állapotainak femtoszekundum időfelbontású spektroszkópiai vizsgálati módszerét *Abmed Zewail* dolgozta ki, ezzel megteremtett egy új tudományterületet, a femtokémiát. A munkásságáért 1999-ben kémiai Nobel-díjat kapott. Ultrarövid fényimpulzusokkal nem csak a molekulák vizsgálatára van lehetőség, hanem a kémiai reakciók irányítására (például egy bizonyos kötés szelektív gerjesztése, izomer molekulákból csak az egyik változat előállítás) is. Ezt koherens kontrollnak nevezzük.

A 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás írott változata.

A projekt a TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” projekt támogatásával valósult meg.



1. ábra. A vivő-burkoló fázis csúszásának szemléltetése.

A femtoszekundumnál is rövidebb, attoszekundumos (10^{-18} s) impulzussorozatokat, illetve egyes impulzusokat is létrehozhatunk, ha a nagy intenzitású ultrarövid lézerpulzus atomok vagy molekulák elektronjaival lép kölcsönhatásba. Ilyenkor a lézerpulzus nagy intenzitása által biztosított többfotonos abszorpció leszakítja az elektront az atomtörzsről, majd az időközben megváltozó előjelű elektromos tér felgyorsítja azt és visszacsapja az atomtörzsbe. A rekombináció során rövid impulzussorozatokból álló ultraibolya és röntgensugárzás keletkezik [1]. Attoszekundumos impulzusok segítségével atomokban, molekulákban, vagy akár különálló elektronsomagokon végezhetőek elektronspektroszkópiai mérések, vagy ultragyors időbontott vizsgálatok, amelyek hozzájárulnak a részecskefizika, kvantummechanika fejlődéséhez is. Mindezekhez a kísérletekhez elengedhetetlen, hogy a felhasznált lézerek által kibocsátott impulzusok paraméterei – például spektrum, időbeli alak és sok esetben a vivő-burkoló fázis, angol terminológiával a carrier envelope (CE) fázis (vagy annak impulzusról impulzusra való változása, azaz csúszása) – állandó értéken maradjanak.

A fényimpulzusok terjedésekor – definíció szerint – a vivőhullám a fázissebességgel, az intenzitásburkoló viszont a csoportsebességgel terjed. Diszperzióval rendelkező közegben való terjedésnél ez a két sebesség nem egyezik meg, emiatt a vivőhullám csúcseinak helye a burkolóhoz képest változik (1. ábra). Ez a helyváltozás alapvetően fázisváltozásként jellemezhető.

A frekvenciafésű – a CE fázis csúszásának mérése

A vivő-burkoló fázis jelentősége azonban az időbontott, atto- és femtoszekundumos mérések jelentőségén túlmutat. Egy állandó (vagy legalább állandó ütemben változó) vivő-burkoló fázisú impulzussorozat ugyanis olyan tulajdonságokkal rendelkezik, amelyek alkalmassá teszik precíziós spektroszkópiai mérésekre is.

Nagy felbontású spektroszkópiai alkalmazásoknál korábban a minél keskenyebb sáv szélességű, folytonos, nagy pontossággal ismert hullámhosszú fényforrás megalkotása volt a cél. Ennek érdekében mikrohullámú referencijelhez, illetve egymáshoz szinkronizáltak különböző, infravörös fényforrásokat (például: vízgőz $78 \mu\text{m}$ és $28 \mu\text{m}$, szén-dioxid $9\text{--}10 \mu\text{m}$ -es

spektrumvonalai), bonyolult konverziós láncot alkotva. A spektroszkópiában azonban forradalmi változásokot hozott az úgynevezett „frekvenciafésű” koncepciója [2]. Az ebből a gondolatból kifejlődött optikai frekvenciametrológia jelentőségét jól szemlélteti, hogy az ezzel a módszerrel végzett frekvenciamérések relatív pontossága már összemérhető az atomórás mérésekkel¹.

A frekvenciafésű ötlete azon a megfigyelésen alapul, hogy egy ultrarövid impulzusokat előállító lézeroszcillátor tulajdonképpen egy Fabry–Perot-rezonátorként működik, következésképpen a lézer folytonosnak tűnő spektruma valójában vonalas szerkezettel rendelkezik. A spektrumvonalak (az oszcillátor módusai) egy nagyon sűrű „fésűt” alkotnak, ahol a Fourier-analízis értelmében a fésűfogak távolsága az ismétlési frekvencia, a fésű abszolút helyzete pedig az impulzusról impulzusra történő fáziscsúszással van szoros kapcsolatban. Ez matematikailag alakban az

$$f = f_{CEO} + n f_{rep} \quad (1)$$

összefüggéssel írható fel, ahol f_{CEO} a vivő-burkoló offszetfázis, f_{rep} az ismétlési frekvencia, n pedig egy természetes szám. A vivő-burkoló fázis csúszása, valamint az f_{CEO} és f_{rep} között a

$$\Delta\varphi_{CE} = 2\pi \frac{f_{CEO}}{f_{rep}} \quad (2)$$

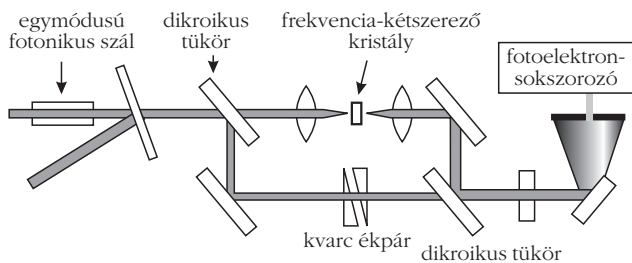
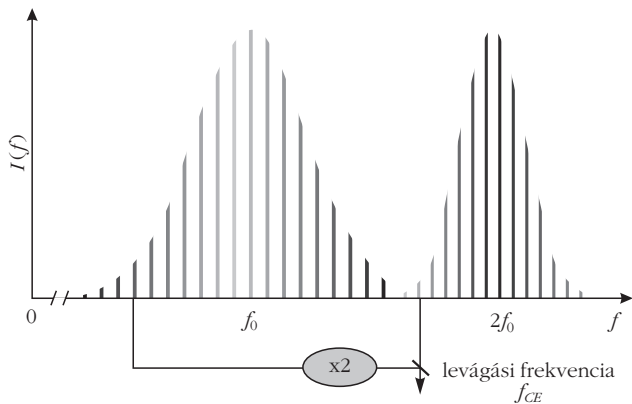
kifejezés teremt kapcsolatot. *Ha tebát megmérjük az ismétlési frekvenciát és a fáziscsúszást, pontosan ismerjük az optikai frekvenciákat is.*

A CE fáziscsúszás mérésének kihívásai

A CE fáziscsúszás mérésére tehát kézenfekvőnek tűnik a frekvenciafésű szabályos, vonalas jellegét kiaknázni; ezen alapul az úgynevezett f-2f interferometria is (2. ábra). A mára általánossá vált, f-2f fáziscsúszás-mérési módszert eredetileg 800 nm központi hullámhosszúságú lézerpulzusokra dolgozták ki². A módszer alapelve, hogy ha egy oktáv szélességű spektrumot másodharmonikus-keltés segítségével frekvenciakétszerezünk, akkor az optikai frekvenciák összelebegnek. Ezt egy gyors fotodetektorral vizsgálva megjelenik az f_{CEO} vivő-burkoló offszetfrekvencia, amelyből a vivő-burkoló fázis csúszása a (2) képlettel számítható.

¹ A „pontosság iránti szenvedélyért” Theodor W. Hänsch, Roy J. Glauber és John L. Hall 2005-ben Nobel-díjat kapott.

² Ennek oka, hogy a manapság is a legrövidebb impulzushosszat előállító, titán-zafír kristályon alapuló lézeroszcillátor ebben a tartományon működik. E kristály emissziós sáv szélessége rendkívül széles, jó konstrukció és beállítások esetén a spektrum félérték szélessége meghaladja a 300 nm -t, talptól talpig pedig akár az $400\text{--}1000 \text{ nm}$ -es tartományt is lefedi. Ez azt jelenti, hogy rövidebb, mint 4 femtoszekundum impulzushossz is elérhető. Ez (a tipikusnak számító) 200 mW -os átlagteljesítmény és 80 MHz -es ismétlési frekvencia esetén körülbelül 700 kilowatt csúcsteljesítményt jelent, amely fókuszálva nagyon könnyen működtet nemlineáris optikai folyamatokat.



2. ábra. Az f - $2f$ interferencián alapuló mérés alapelve [2, 3].

A technikai kihívás egyrészt az oktáv sávszélesség elérése: a lézerfényt egy fotonikus (speciális szerkezetű, vékony, hosszanti, levegővel vagy gázzal töltött üreget tartalmazó) optikai szálba vezetnek, amelyben a négyhullámkeverésnek és az önfázismodulációnak köszönhetően a spektrum legalább egy oktávnnyira szélesedik ki.

A méréshez szükséges intenzitás csökkenthető, ha az interferométerhez közönséges nyalábsztók helyett egy-egy dikroikus tükröt használnak. A fény infravörös (hosszabb hullámhosszú) felének frekvenciáját egy másodharmonikus-keltés segítségével kétszerezik. Az eredeti impulzus rövidebb hullámhosszú, zöldes fénye átfed a kétszerezett impulzus vörös tartomány felé eső, egyébként szintén zöld részével, és a mérés itt történik.

Sajnos sem ez a fentebb ismertetett, mára kereskedelemben is kapható mérőeszközben testet öltő módszer, sem további variánsai – a mérés elvéből fakadó korlá-

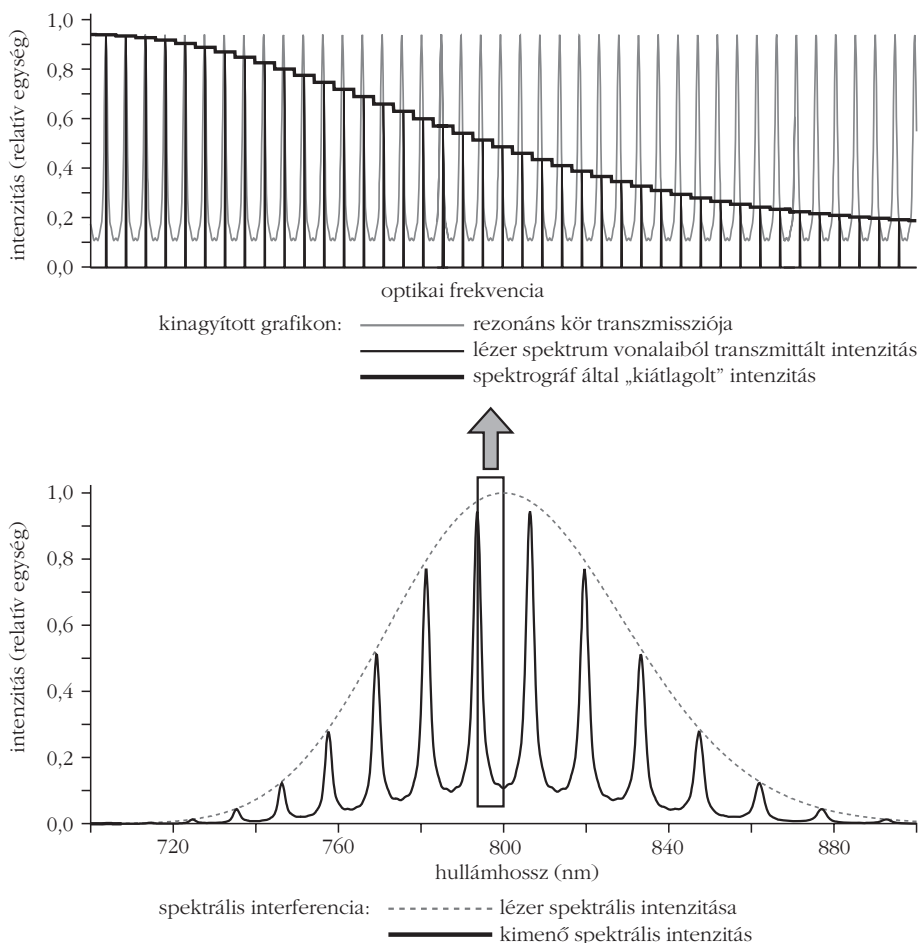
tokból adódóan – nem alkalmazható számos lézertípusra, mint például látható-UV fényforrásokra, közep-távolsági infravörös lézerekre, vagy éppen 50 fs-nál hosszabb lézerimpulzusokra. Ezen spektrális tartományokon nem ismert ugyanis olyan frekvenciakonverziós eljárás, amely oktáv sávszélességgel bírna. A hosszabb impulzusok esetén továbbá még a látható és a közeli infravörös tartományon belül sem tudunk oktávnyi sávszélességű fénysugárzást kelteni.

Az SzTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék Tewati Laboratóriumában a spektrálisan bontott interferometria hagyományából kiindulva olyan új mérési eljárás megalkotását tűztük ki célul, amely független a mérendő lézerimpulzusok spektrális sávszélességtől, csak lineáris optikai folyamatot alkalmaz, és elvileg bármilyen hullámhossztartományon működtethető.

A vivő-burkoló fáziscsúszás mérésének elve lineáris interferometriával

Egy Fabry–Perot-interferométer jól használható lézertükrök diszperziós együtthatóinak, azaz spektrális fázistolásának mérésére. Ekkor az egyetlen bejövő impulzusból több, különböző fázistolást elszenvedett

3. ábra. A mérés működési elvének szemléltetése: a két sűrű spektrális fésű szorzataként egy ritkább fésű adódik (fent), amely egy kis felbontóképességű spektrográffal mérve a lent látható eredményt adja.



impulzus keletkezik, amelyek szuperpozícióját a kinemeneten egy spektrográffal vizsgáljuk.

Tekintsünk egy lézerpulzus-sorozatot, amelynek a vivő-burkoló fázisa időben változik. Ha sikerülne az egymás utáni impulzusokat időben egymással átfedésbe hozni, akkor az előbbihez hasonló mérési elvet alkalmazva az impulzusról impulzusra történő fázis-változás megmérhetővé válik. Ehhez mindössze egy óriási Fabry–Perot-interferométert (FPI) kell építeni, amelynek körüljárási ideje közel megegyezik a lézerpulzusok időbeli távolságával.

Ekkor az óriás FPI szabad spektrális tartománya közel megegyezik a lézerezoscillátor módusainak távolságával. A lézerezőfényt az FPI-n keresztül irányítva a spektrális intenzitás a lézerező spektrális intenzitásának és az FPI spektrális transzmissziójának szorzataként adódik. Mivel mind az FPI transzmissziója, mind a lézerező fény vonalas spektrumú, a kísérletet tekinthetjük úgy is, hogy a lézerező vonalas spektrumát *mintavételezzük* egy majdnem ugyanolyan periódusú spektrális transzmisszióval, vagyis létrejön az *aliasing* jelensége.

Az „aliasing-zajként” kapott spektrális interferencia már könnyen vizsgálható spektrográffal, és – amennyiben az FPI hossza stabilizált – a csíkrendszer pontosan annyi periódussal mozdul el, mint amennyi periódussal a lézerező módusai elmozdulnak.

A működési elvet a 3. ábra szemlélteti. Az *ábrán* a kinagyított felső rész azt mutatja, hogy miként lesz két nagyon sűrű spektrális „fésű” szorzatából egy olyan – sokkal ritkább – spektrális interferogram, amelyet már egy véges felbontású spektrográf mérni tud. Az FPI transzmisszióját a vékony szürke görbe jelöli. A lézerező egyes módusaiából transzmittált fényt a függőleges vékony fekete vonalak mutatják. Mivel ezt véges, korlátozott felbontású spektrográffal vizsgáljuk, amely térben kiátlagolja az eredményt, a (3. ábra mindkét részén) vastag fekete vonallal jelölt, „simított” görbét fogja csak észlelni. Minél kevésbé tér el az FPI és a lézerező optikai úthossza, annál ritkább csíkrendszert kapunk. A tipikus eltérés a kísérletekben 50–100 μm közötti, amely a 3. ábrán alul látható interferogramhoz hasonló eredményt ad. (A kinagyított ábrához – kizárólag a szemléltetés céljából – 20 000 μm hosszkülönbséget használtunk a szimulációban, így a „lebegés” jelensége jól látható.)

A kísérleti elrendezésben (4. ábra) nem Fabry–Perot-interferométert használtunk, mert annak belépő tükrre esetleg visszaverne a fényimpulzusokat a lézerezőbe, megzavarva annak működését. Az alkalmazott rezonáns kör matematikailag egyenértékű a Fabry–Perot-interferométerrel, azonban nem veri vissza az impulzusokat.

A kísérleti elrendezés legfontosabb része a fent említett rezonáns kör, amelynek hosz-

szát a mérés közben stabilizálni szükséges. Több, passzív stabilizálási technika kipróbálását követően végül az úthossz stabilizálását aktív módon oldjuk meg: egy frekvenciastabilizált HeNe lézerező nyalábját irányítottuk – a mérendő fényvel kollinearisan, de ellentétes irányban – a rezonáns körbe. A létrejött interferogramot egy CCD-kamerával figyeltük, a rezonátor hosszának stabilizálását pedig egy 25 μm elmozdulásra képes piezo eltoló segítségével biztosítottuk. Így a berendezés a labor hőmérsékletének ± 1 $^{\circ}\text{C}$ tartományon belüli értéken tartása mellett stabilan működik.

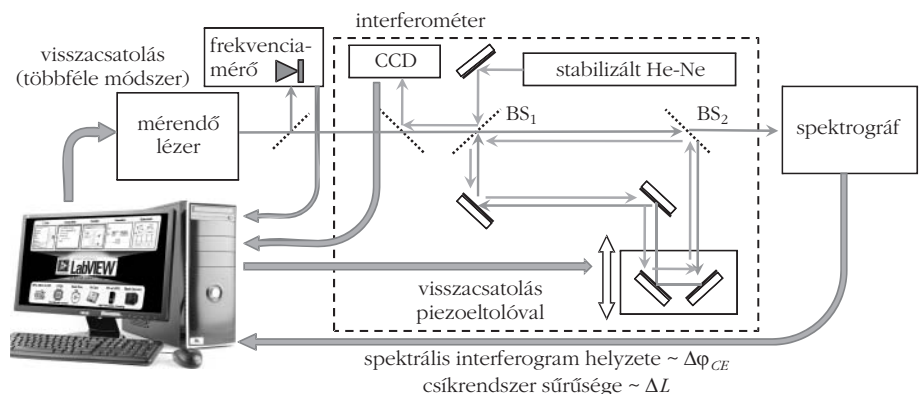
Nincs ingyen ebéd – a megvalósítás nehézségei

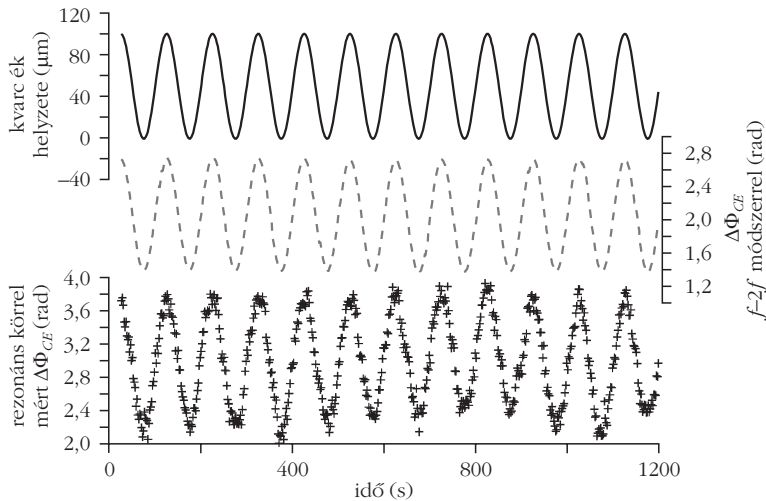
A megvalósítás során az egyik fő kihívást az jelenti, hogy a rezonátor mintegy 4 méter optikai úthosszát néhány nanométer pontosságon belül állandó értéken tartjuk. Egy ilyen hosszú fényút érzékeny a légmozgásokra, a rezonátor alaplemezeinek hőtágulására és a legapróbb mechanikai rezgésekre is. A kisebb optikai elrendezéseknél megszokott alumínium alaplemez helyett ezért acél lemezt kellett használnunk. A légmozgások elleni védekezés érdekében az interferométert fedéllel láttuk el, amelyet hangelnyelő szivaccsal béleltünk ki. A mechanikai rezgések még ezután is komoly zajjal terhelték a méréseket. Ezért meg kellett oldani a stabilizálás gyorsabb működését, amelyhez egy nagy sebességű vonalkamerát, egy nagy teljesítményű mérő-számítógépet és egy digitálisan analóg átalakító kártyát használtunk fel. Végül a piezo eltoló által mozgatott tükröt, illetve mechanikát úgy választottuk meg, hogy az minél kisebb és könnyebb legyen.

Összehasonlító mérések a sztenderd módszerrel

Annak a bizonyítására, hogy a mérési módszerünk valóban képes az impulzusról impulzusra történő fázis-csúszást mérni, a berlini Max Born Intituttal együttműködve keresztkalibrációs mérésorozatot hajtottunk végre.

4. ábra. A kísérleti elrendezés vázlata.





5. ábra. A rezonátoron belüli ékpár [3] egyik tagjának az optikai tengelyre merőlegesen, szinusz függvény mentén történt mozgásával kapott eredmények.

A kísérleti elrendezésben egy olyan titán-zafir lézerezoscillátort használtunk, amelyben egy kvarc ékpár [3] segítségével lehetett változtatni a vivő-burkoló fázis csúszását. Ha a kvarc ékpár egyik tagját az optikai tengelyre merőleges irányban mozgattuk, akkor megváltoztatjuk a rezonátoron belüli optikai anyag mennyiségét, vagyis a rezonátoron belüli fázis- és csoportkésleltetési időt. Ezen két fizikai mennyiség különbsége a vivő-burkoló fázis csúszásával arányos. Az oszcillátor fényét kettéosztottuk, és egyszerre mértünk a sztenderd $f-2f$ módszerrel és a rezonáns körrel, miközben a kvarc ékpár mozgását tetszőlegesen vezéreltük.

Az $f-2f$ módszerrel és a rezonáns körrel mért vivő-burkoló fázis csúszásértékei (5. ábra) jól korrelálnak. Az adatok közötti konstans eltérés annak eredménye, hogy a lineáris módszer csak a változásokat képes mérni, ez az additív konstans pedig a kezdeti állapottól függ. Ez ugyanakkor egyáltalán nem akadály a stabilizálásra nézve: egyszerűen a mért változásokat korrigálni kell, és akkor a fáziscsúszás egy állandó értéken marad [4].

Pikoszekundumos lézerimpulzusok vivő-burkoló fázis csúszásának mérése

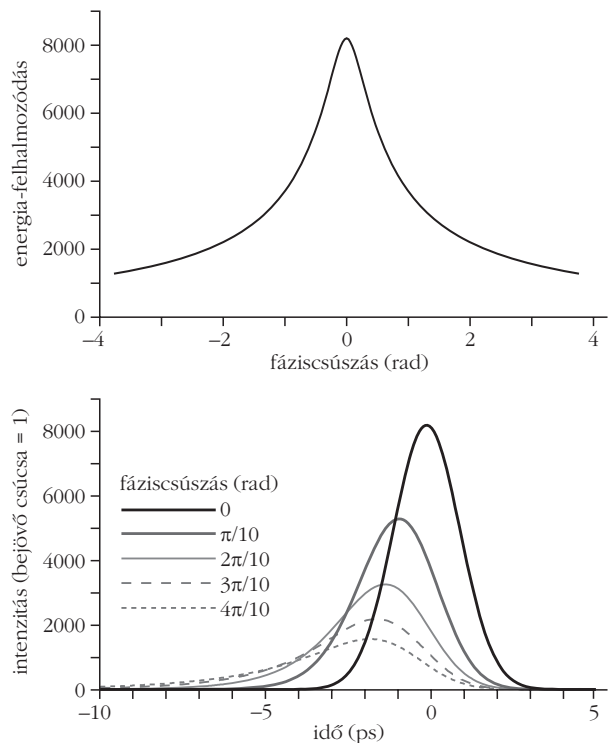
A kutatócsoportunk a Paris-Sud Egyetemen működő Laboratoire Acélérateur Linéaire kutatóintézet nagy intenzitású gamma-sugárforrást fejlesztő csoportjával együttműködésben a világon először mérte meg pikoszekundumos lézerimpulzusok vivő-burkoló fázis csúszását, ezzel demonstrálva a lineáris módszer sávszélesség-függetlenségét [5]. A francia csoport által fejlesztett sugárforrás a Compton-effektuson, azaz fotonok és elektronok ütközésén alapul. A részecskegyorsítóknál az elektroncsomagok hossza általában néhány pikoszekundum, így a kutatócsoport is 2 ps-os fényimpulzusokat használt. Ennek megfelelően a spektrális sávszélesség is csak 0,34 nm, tehát a sztenderd $f-2f$ módszerrel lehetetlen megmérni a fáziscsúszást.

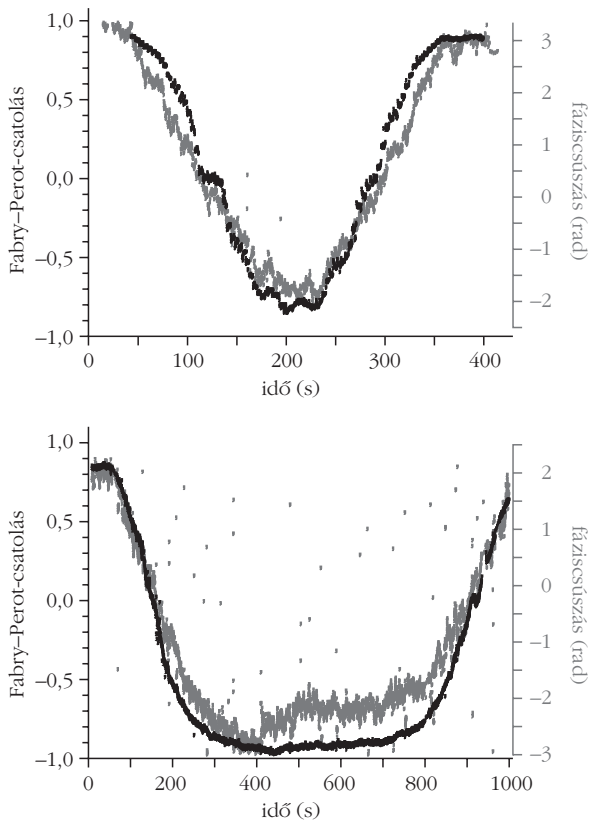
Miért számít a fáziscsúszás egy olyan impulzusnál, amely sok ezer periódusnyi hosszúságú?

A válasz abban rejlik, hogy a Compton-effektusnál alacsony a foton-elektron ütközési hatáskeresztmetszet, így a gamma-sugárforrás hatékony működéséhez nagyon nagy fényintenzitás szükséges. A fényimpulzus és az elektroncsomag ütközésekor a fény jelentős része változatlanul továbbhalad, tehát újra felhasználható. Mivel mind a fényimpulzusok, mind az elektroncsomagok periodikusan ismétlődnek, erre a megoldás az volt, hogy egy rendkívül nagy jósági tényezőjű passzív rezonátort használnak. (A tükrök reflexiója 0,9999 volt, a jósági tényező 28 000.) Ebből következően a rezonátor belsejében tárolt összenergia az egymást követő impulzusok tízezeireiből áll össze, optimális beállításoknál 8000-szeres erősítést hozva létre.

A maximális erősítéshez nemcsak az egymást követő impulzusok vivőhullámának maximális térerősségű pontjainak kell egybe esni (konstruktív interferencia), hanem a burkoló görbéknek is (több tízezer impulzuson keresztül) át kell fedniük. Ha ez utóbbit nem sikerül beállítani, a rezonátorban csak egy hosszabb, kisebb összenergiájú és csúcsintenzitású impulzus fog keringeni (6. ábra). Tehát egy ilyen, nagy jósági tényezőjű rezonátor erősítése nagymértékben függ a vivő-burkoló fázis csúszásától.

6. ábra. Szimulációs eredmények az elérhető maximális passzív erősítés különböző fáziscsúszásoknál vett értékeire, valamint a passzívan felerősített impulzusalak torzulására nullától eltérő fáziscsúszásnál.





7. ábra. Felül a pumpateljesítmény megváltoztatásának, alul a lézerekristály hőmérséklet-változásának kísérletileg mért hatása.

Egy lézerezoscillátorból kijövő impulzussorozat vivő-burkoló fázisának csúszása nem csak a fentebb említett ékpár egyik tagjának mozgatásával változtatható, hanem a pumpáló lézer teljesítményével vagy éppen a kristály hőmérsékletének változtatásával is. Ebben a kísérletben a gyári lézerezoscillátor által kibocsátott lézerimpulzusokat ezen két effektus alkalmazásával tudtuk változtatni. Azaz, a kísérletek során a pumpalézer teljesítményével, illetve a lézerekristály hőmérsékletével megváltoztattuk a fáziscsúszást, és mértük a Fabry-Perot-rezonátor csatolását is. A mérési eredményekből jól látható, hogy a külső Fabry-Perot-rezonátor csatolása egyértelműen összefügg az általunk mért fáziscsúszással (7. ábra).

Összefoglalás

A vivő-burkoló fázis csúszásának relatív mérésére szolgáló olyan merőben új megoldást mutattunk be, amely csak lineáris optikai elemeken és jelenségeken alapul. Ezzel a mérés (és a stabilizálás) olyan lézerek esetén is lehetővé válik, amelyekkel ez korábban nem volt lehetséges (például UV, vagy éppen 50 fs-nál hosszabb impulzusedjű, akár ps-os lézerek). Kísérletileg kimutattuk, hogy a módszer az f-2f eljárással valóban egyenértékű, ugyanakkor a technika jelen állása alapján még nem éri el annak pontosságát. Ugyanakkor először sikerült megmérni pikoszekundumos lézerimpulzusok vivő-burkoló fázisának csúszását, amelyet az elterjedt megoldások használatával nem lehetett volna kivitelezni. A lineáris módszerrel nem csupán az oktáv sávzsélességet kívánó feltételt lehet áthidalni, hanem skálázhatóságának köszönhetően – a rendelkezésre álló optikai elemektől és detektoroktól függően – tetszőleges hullámhossztartományon és fényintenzitás mellett lehetőség van a vivő-burkoló fázis csúszásának mérésére és stabilizálására. A módszer alkalmas különféle fáziscsúszás-stabilizáló eszközök vezérlésére. Ezek közül a stabilizálási kísérleteinkben az úgynevezett izokronikus ékpárt [6] alkalmaztuk. Ennek fényében megoldásunk számos nemzetközi kutatóintézet mellett az ELI-ALPS lézerrendszerei-nek is fontos része lehet a közeljövőben.

Irodalom

1. Farkas Győző: Attoszekundum időtartamú fényimpulzusok. *Fizikai Szemle* 56/12 (2006) 408.
2. H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, U. Keller: Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation. *APB* 69 (1999) 327.
3. A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, C. Spielmann, T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, F. Krausz: Controlling the Phase Evolution of Few-Cycle Light Pulses. *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 740–743.
4. P. Jójárt, Á. Börzsönyi, B. Borchers, G. Steinmeyer, K. Osvay: Agile linear interferometric method for carrier-envelope phase drift measurement. *Opt. Lett.* 37 (2012) 836–838.
5. Á. Börzsönyi, R. Chiche, E. Cormier, R. Flaminio, P. Jójárt, C. Michel, K. Osvay, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, F. Zomer: External cavity enhancement of ps pulses with 28000 cavity finesse. *Applied Optics* 52 (2013) 8376–8380.
6. M. Görbe, K. Osvay, C. Grebing, G. Steinmeyer: Isochronic carrier-envelope phase-shift compensator. *Opt. Lett.* 33 (2008) 2704–2706.



InfoPark Alapítvány



SEGÍTSÜK ELŐ A TERMÉSZETTUDOMÁNYOS TÁRGYAK NÉPSZERŰSÍTÉSÉT!

Az InfoPark Alapítvány az Eötvös Loránd Tudományegyetem támogatásával olyan kisfilmpályázatot hirdet az egyetem és a középiskolák diákjai számára, amelyek a középiskolai természettudományos tantárgyak könnyebb, élményszerűbb megismerését segítik elő.

A pályázatok benyújtási határideje: **2014. augusztus 31.**

A pályázati felhívás és mellékletei letölthetők a www.infoparkalapitvany.hu honlapról.

A pályázattal kapcsolatos információ az infoparkalapitvany@t-online.hu címen kérhető.

VISSZASZÓRTELEKTRON-DIFFRAKCIÓS VIZSGÁLATOK AZ EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEMEN – 2. RÉSZ

Havancsák Károly, Kalácska Szilvia, Baris Adrienn, Dankházi Zoltán, Varga Gábor
Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar, Központi Kutató és Műszer Centrum

EBSD-alkalmazások

A korszerű pásztázó elektronmikroszkópban az EBSD-mérés során a minta felületén pontról-pontra nagy sebességű, automatikus orientáció-meghatározás történik. A 12. ábrán látszik, hogy az intenzitásváltozás magas háttérintenzitáson helyezkedik el. Ahhoz, hogy a jelerősítők erősítési tartományait ki lehessen használni, és kellően kontrasztos Kikuchi-ábrát kapjunk, a mérések háttér-meghatározással kezdődnek. Az így meghatározott háttérértéket minden Kikuchi-ábrából automatikusan levonja a berendezés. A mérések során a berendezés az előre meghatározott lépésközzel megméri az adott térfogatelemhez tartozó Kikuchi-ábrát és elvégzi a Kikuchi-sávok indexelését. A lépésközök nagyságát az előzetesen megbecsült szemcseméret és a kitűzött feladat jellege szabja meg. Kis szemcsék és nagy felbontású mérés esetén még akár 30 nm-es lépésközzel is érdemes dolgozni. A térfogatelemek orientáltságára vonatkozó adatokat a számítógép a memóriájában tárolja. Ezek az adatok alkalmasak arra, hogy segítségükkel *orientációs térképet* készítsünk a minta pásztázott felületéről. Az orientációs térkép készítésének több módja és több célja lehet. Ezek az alábbiak:

- A textúrakomponensek helyfüggésének ábrázolása inverz pólus ábrás térképezéssel.
- A Kikuchi-ábra képminőség-paraméterének (image quality = IQ) térképi ábrázolása.
- A szemcsék orientációjának megjelenítése pólus-ábrán.
- A szemcsehatárok jellemzése a két oldalán elhelyezkedő szemcsék orientációkülönbsége alapján.
- Fázistérképezés.
- A textúrakomponensek 3D-ábrázolása.

A felsorolásból kitetszik, hogy nagy hatású eszköz birtokában vagyunk, hiszen mindegyik vizsgálati lehetőség az anyagtudományi kutatás fontos része.

A gyors és rutinszerűen végezhető orientációs térképezés tulajdonképpen az utóbbi 20 esztendőben vált lehetővé a visszaszórtelektron-diffrakciós mérések és a pásztázó technika összekapcsolásával, valamint nem utolsósorban a nagy kapacitású és gyors számítástechnikai lehetőségek felhasználásának köszönhetően.

Minta-előkészítés, felületkezelés

A fentiekben összefoglalt ismeretek alapján belátható, hogy a minta felületének kialakításától döntően függ a mérés eredményessége. A kis mélységből (< 50 nm) származó jel detektálását könnyen megzavarhatják a

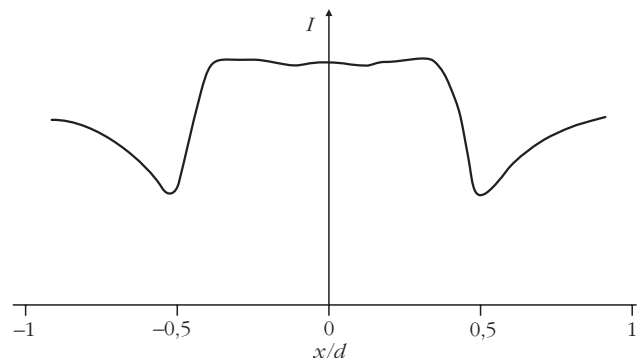
felületi egyenetlenségek, a rácssíkok torzulása, az idegen anyagok stb., tehát az EBSD-mérés előtt a mintának pontos és alapos felület-előkészítési eljárásról kell átesnie.

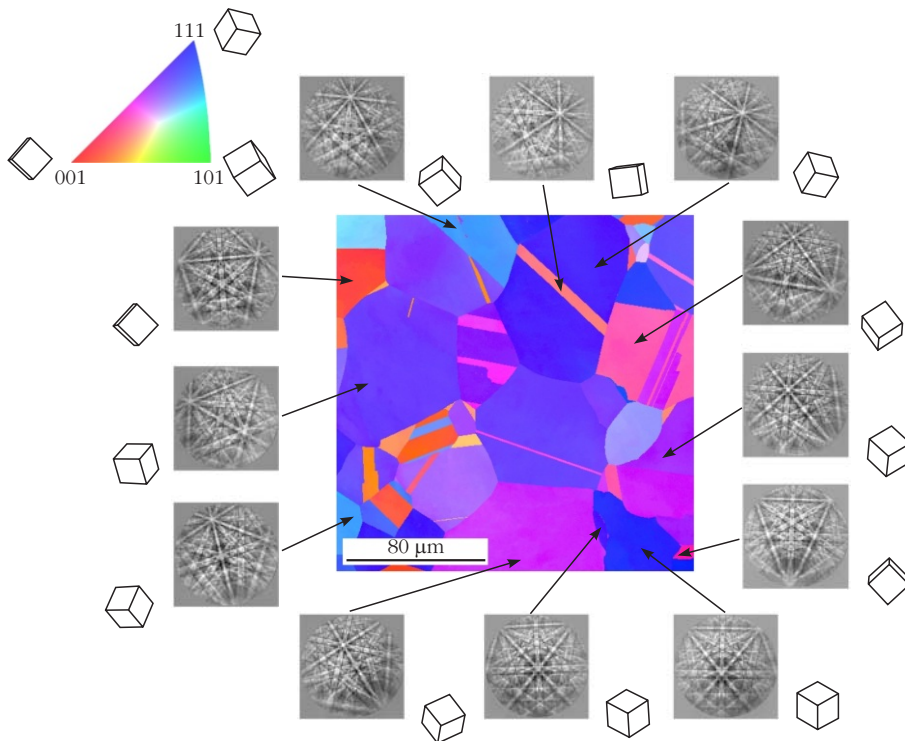
Elsőként egyre finomodó mechanikus csiszolási lépésekkel simíthatók el a felszíni egyenetlenségek. A folyamat hátránya, hogy hatására vastag (1-100 nm), nagymértékben deformált, amorf réteg képződik a minta felületén (az úgynevezett Beilby-réteg), amit a következő lépésként alkalmazott mechanikus polírozással lehet vékonyítani, de általában nem lehet teljesen eltüntetni. A polírozó szemcsék anyaga többnyire alumíniumoxid, szilícium-dioxid vagy gyémánt (de sok egyéb polírozó anyag is létezik), méretük pedig az 5 μm – 20 nm tartományba esik. Kellő tapasztalattal és türelemmel így már jó minőségű felületet kaphatunk, amelyen az orientációs térképezés megvalósítható, ám a mechanikus felületmegmunkálás gyakran napokat vesz igénybe, és nem minden anyagtípusnál juthatunk tökéletes eredményre ezzel a módszerrel.

Polírozás helyett gyorsabb megoldás lehet a kémiai maratás, amely rövid idő alatt képes a felszíni amorf réteget leválasztani a kristályos anyagról. A módszer azonban igen érzékeny a kristály szerkezetére, a szemcsehatárok mentén ugyanis intenzívebb az anyagleválasztás, így a sík csiszolat feldurvulhat, a felszín egyenetlenné válhat. További nehézséget jelent, hogy a különböző anyagokra más és más maró hatású vegyületek használandók, tehát a szükséges kémiai ismereteken túl megfelelő vegyi felszereléssel kell rendelkezni.

A kétsugaras rendszerek nagy előnyeként lehet megemlíteni, hogy az elektronnyaláb mellett a felület megmunkálására alkalmas ionnyalábbal is rendelkeznek. A fókuszált ionsugaras megmunkálás (Focused Ion Beam = FIB) során a mintán Ga ionok segítségével jó minőségű, deformációtól mentes felület készíthető.

12. ábra. A Kikuchi-sávok keresztirányú intenzitáseloszlása a dinamikus modellre alapozott szimulációk alapján.





13. ábra. Hőkezelt Ni mintán mért inverz pólusábrás orientációs térkép és néhány szemcsén mért Kikuchi-ábra.

hető, ám az ilyen modern pásztázó elektronmikroszkóphoz való hozzáférés gyakran korlátozott, továbbá az eljárás költséges, az ionsugár által feltárt terület pedig nem nagyon haladhatja meg a $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ -t.

Az utóbbi két évtizedben egyre gyakoribb a különböző energiájú (100 eV – 10 keV), közel párhuzamos ionnyalábokat (például Ar^+ , Kr^+) felhasználó felületpolírozó készülékek alkalmazása. Az ilyen készülék alkalmazhatóság szempontjából felülmúlja az előbbieken felsorolt lehetőségeket, hiszen a minta felületét kis szögben érő, közel párhuzamos ionnyaláb gyorsan és hatékonyan távolítja el a polírozás során kialakult deformált réteget. A megmunkálás alatt az ionnyaláb nagy területen képes dolgozni ($\sim 10 \text{ mm}^2$). Az ELTE TTK Központi Kutató és Műszer Centrum SEM laboratóriumával együttműködő Technoorg Linda Kft. SEMPrep SC-1000 típusú készülékét [5] a világpiacon is a legjobbak között tartják számon. Az eljárás újszerűsége miatt ugyan még nem áll rendelkezésre annyi tapasztalat, mint a többi kezelés esetében, azonban aktív kutatási területről lévén szó, az új eredmények publikálása folyamatos e témában. A jelen cikkben közölt valamennyi EBSD-mérés előtt a SEMPRep SC-1000 készülékkel, Ar ionos megmunkálással készítettük elő a minták felületét.

Textúrakomponensek helyfüggésének ábrázolása

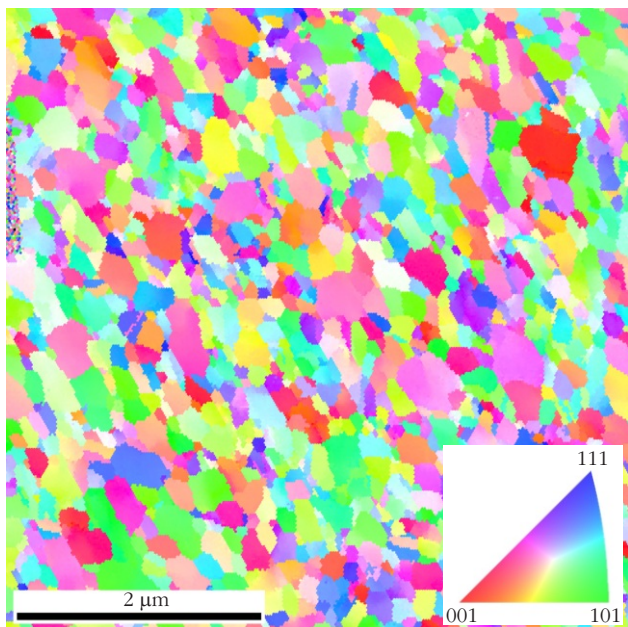
Az anyagtudományban a textúra a szemcsék orientációs eloszlását jellemzi. Ha nincs kitüntetett orientáció, akkor azt mondjuk, hogy nincs textúra. Általában azonban az anyagok előállítási módja valamilyen textúra kialakulására vezet, ami jelentősen befolyásolja

az anyag tulajdonságait. A geológiai minták esetében a textúra a kőzet kialakulásának termodinamikai viszonyaira jellemző. Ezért az anyagtudományban és a geológiában a textúravizsgálatoknak kiemelkedő jelentősége van. Az EBSD-mérés gyors és viszonylag egyszerű, ugyanakkor nagy pontosságú módját adja ennek.

Amint az előző fejezetben láttuk, a SEM működési módja olyan, hogy az EBSD-mérés során pontról-pontra vizsgálja a kristályszerkezetet. A pont alatt természetesen a $\sim 1 \text{ nm}$ átmérőjű nyaláb kis környezetét ($\sim 50 \text{ nm}$) kell érteni. A programban előre megadott lépésközzel a berendezés megméri az adott pontban a Kikuchi-ábrát. Egy korszerű rendszer ma már percenként 3000-4000 ábrát tud megmérni és feldolgozni. Egy $50 \times 50 \mu\text{m}^2$

terület feltérképezése, 200 nm-es lépésközzel, 10-15 perc alatt elvégezhető. A mérés végétével eldönthető, hogy az eredményt milyen formában kívánjuk megjeleníteni. Lehet inverz pólusábrás megjelenítést, vagy pólusábrát választani. Az inverz pólusábra azt jelenti, hogy az egykristály koordináta-rendszerében mutatjuk meg, hogy a minta egy kitüntetett iránya (például a minta felületének normálisa) milyen irányba mutat. Lehet ezt úgy is fogalmazni, hogy az egykristály melyik iránya mutat a mintanormális irányába. Az egyes irányokat különböző színek jelzik. Ilyen inverz pólusábrás orientációs térképet látunk a 13. ábra középső részén. Az ábra bal felső sarkában a köbös kristályok esetében használatos 001, 101, 111 körcíkket látjuk, amelynek színezése segít a szemcseirányítottság értelmezésében. A köbös kristály szimmetriái miatt elegendő ezt a nyolcad körcíkket megadni. Az inverz pólusábrás megjelenítés a szemcsék orientációjának nem egyértelmű megadása, hiszen a megjelölt irány körül bármilyen irányban foroghat a szemcse. Sokszor mégis célszerű ezt az ábrázolásmódot választani, különösen akkor, ha tudjuk, hogy a textúra körszimmetrikus (mint például újrakristályosodott minta, vagy húzási textúra esetében). A teljes ábrázoláshoz három különböző mintairány inverz pólusábrás ábrázolását kell megadni. Ezt azonban ritkán tesszük.

A 13. ábra közepén bemutatott inverz pólusábrás orientációs térképet újrakristályosított nikkelmintán mértük, 100 nm-es lépésközzel. A mérési idő 50 perc volt. Az ilyen ábrázolás a szemcsék méretét és alakját is jól tükrözi. Az ábrán több különböző orientációjú szemcse egy-egy pontján mért Kikuchi-ábrákat is megmutatjuk.



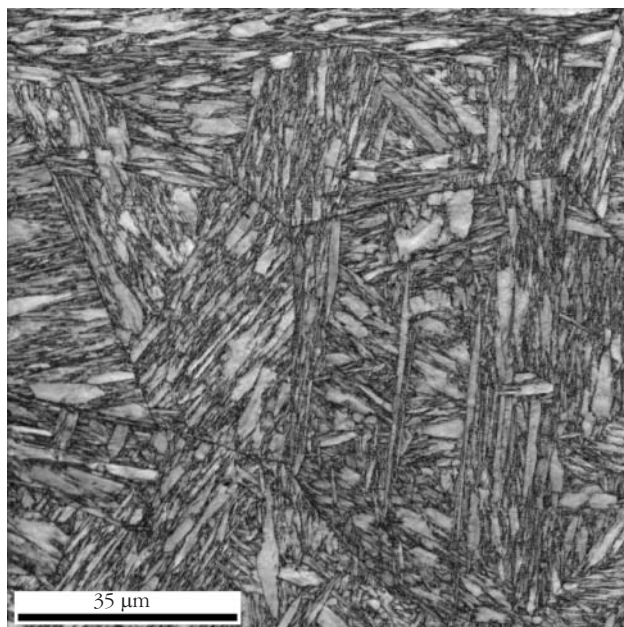
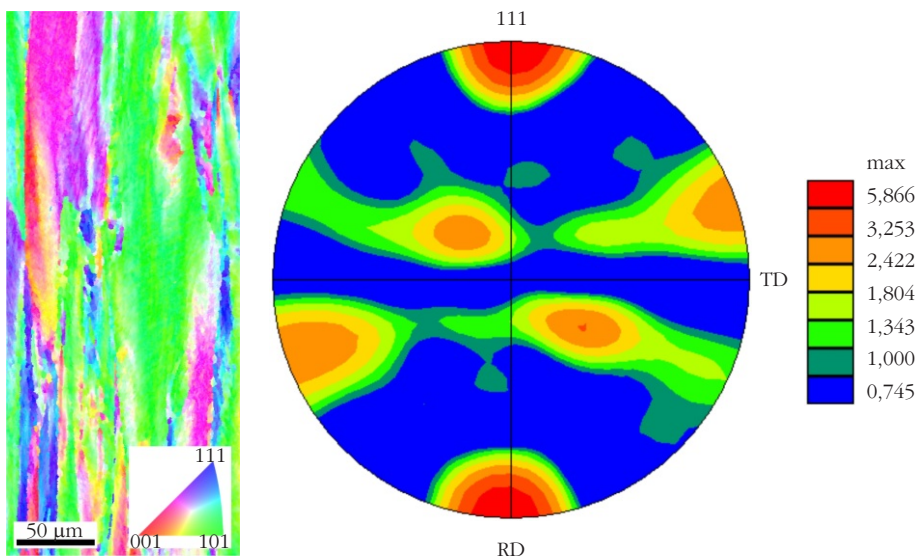
14. ábra. HPT-deformációval előállított nanoszemcsés Ag minta inverz pólusábrás orientációs térképe.

Az utóbbi években egyre inkább előtérbe kerül a nanoszemcsés anyagok vizsgálata, hiszen a szemcseméret csökkentésével jelentősen javítani lehet a mechanikai tulajdonságokon. A nanoszemcsés anyagok előállításának egyik lehetősége az intenzív képlékeny alakítás módszere. Ennek egyik fajtája a nagy nyomással egy időben alkalmazott csavarás (high-pressure torsion = HPT). Ilyen eljárással készített ezüstminta inverz pólusábrás orientációs térképét láthatjuk a 14. ábrán.

Az ábrán látszik, hogy 50-100 nm nagyságú szemcsék esetén is alkalmas az EBSD-módszer a szemcse-szerkezet jellemzésére.

A számítógépes program a Kikuchi-mintázatot minősíti is. Minden Kikuchi-ábrához képminőség-paramétert (image quality = IQ) rendel. Az IQ-paraméter értéke sok mindentől függ, de elsősorban a felület

16. ábra. Húzott Ni drót hosszirányú EBSD-ábrája (balra) és a hozzá tartozó (111) pólusábra (jobbra).



15. ábra. A Kikuchi-ábra IQ-értékei martenzites szerkezetű acélmintán mérve.

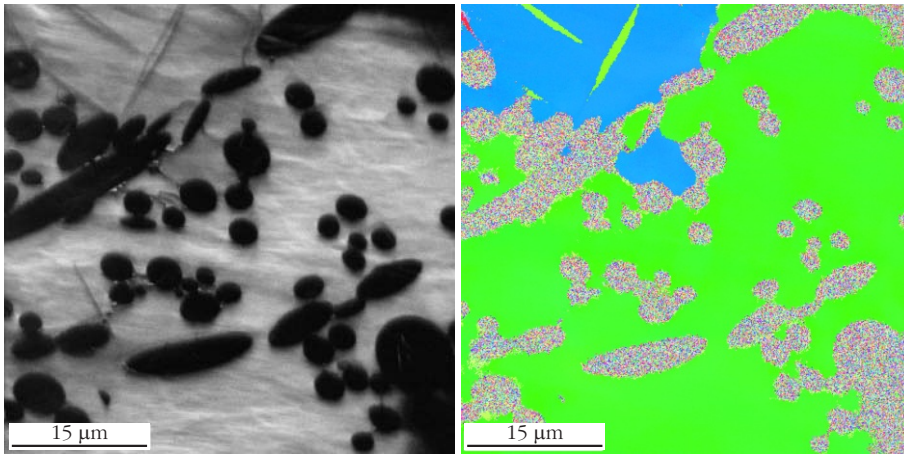
minőségétől, illetve a szemcsék deformáltságától, a diszlokáció-sűrűségtől stb. Az IQ-értékeket is ábrázolhatjuk. Ezt mutatja a 15. ábra, amelyet martenzites szerkezetű acélmintán mértünk. A SEM szekunder-elektron-képhez nagyon hasonló képet kapunk. Az ábrán jól látszanak a szemcsehatárok, a felületi egyenetlenségek, de a szemcséken belüli deformáltabb tartományok is, illetve jelen esetben a szemcsén belüli martenzites tűkristályok.

Pólusábra

Az EBSD-mérés a térfogatelemek orientációjának meghatározásához minden információt tartalmaz. Eről az inverz pólusábrás megjelenítéshez képest teljesebb információt ad a sztereografikus pólusábra [6]. Köbös kristály esetén három kristályirány pólusábrája

jellemzi a textúrát: általában az (100), (110) és az (111) irányok pólusábráját szokták megadni. Mi itt példaként a 16. ábrán húzással előállított Ni drót hosszirányban mért EBSD-képét (16. ábra, balra), és az ennek alapján készített (111) pólusábrát (16. ábra, jobbra) mutatjuk be.

Az ábra bal oldalán az látszik, hogy a szemcsék a húzási deformáció következtében erősen deformáltak és hosszirányban elnyújtottak. A jobb oldali pólusábrán pedig láthatjuk, hogy húzás során olyan textúra jön létre, amelyben az (111) irányok kitűntetik a húzás irányát (RD).



17. ábra. Kompozit anyag fázisainak IQ-képe (balra) és az EBSD-térkép (jobbra).

Fázistérképezés

Az EBSD-térképezés lehetőséget ad arra is, hogy többfázisú anyagok fázisainak térbeli eloszlását, a fázisok méretét, kristályszerkezetét és az egyes szemcsék orientációit megjelenítsük.

Példaként a 17. ábrán kompozit anyag EBSD-mérésének eredményét mutatjuk be, amely Mg alapú mátrixban alumíniumoxid (Al_2O_3) erősítő fázist tartalmazott. A 17. ábra bal oldala egy $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ nagyságú terület IQ-képét mutatja, míg a 17. ábra jobb oldalán ugyanezen terület EBSD-térképét láthatjuk. Az IQ-ábra sötét foltjai az alumíniumoxid-fázisok alakját és eloszlását mutatják. A 17. ábrán jobbra a Mg mátrix szemcséinek mérete és orientációja is látszik, ugyanakkor az is látható, hogy az alumíniumfázis a felbontás alatti méretű nanokristályokból vagy amorf szemcsékből áll.

FIB-tomográfia és EBSD

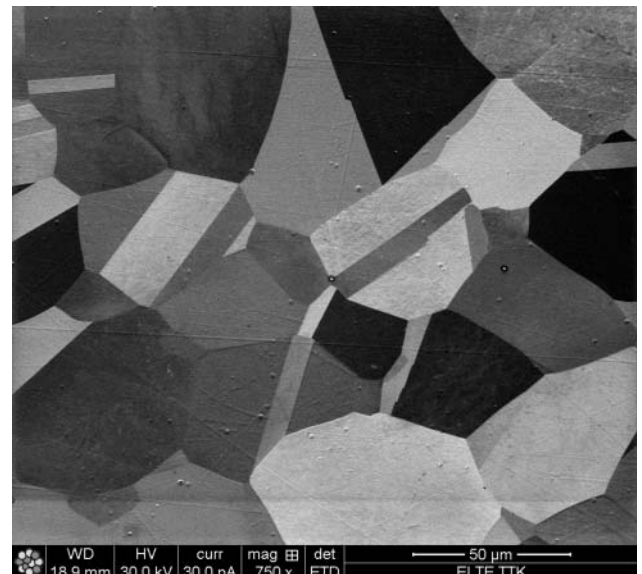
A pásztázó elektronmikroszkópok, a számítástechnika és a tomográfias eljárások fejlődésének köszönhetően az EBSD-módszerrel ma már lehetőség nyílik a minta a szemcseszerkezetének három dimenziós (3D-s) megjelenítésére is. A módszer segítségével olyan lényeges paramétereket határozhatunk meg, mint a szemcsék térfogata, felületének nagysága, kerületi hossza, az összes szomszédok száma, a szemcsehatárok jellege és nem utolsósorban a szemcsék alakja és orientációja. Ezen felül ötvözetek vizsgálatakor ez a technika használható a fázisok feltérképezésére, azok méretének, eloszlásának és mikroszerkezetének meghatározására. A sokrétű felhasználási lehetőségeket mutatja, hogy porózus anyagokon végzett 3D-rekonstrukció során lehetőség van a pórusméret-eloszlás meghatározására is.

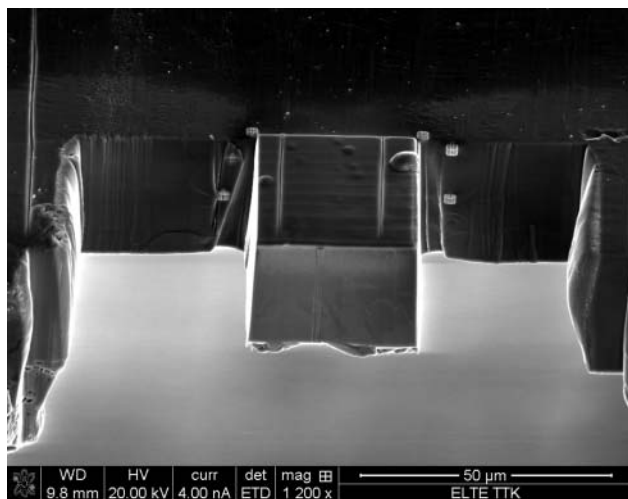
A pásztázó elektronmikroszkóppal készített 3D-s térképezés, más eljárásokkal együtt az úgynevezett FIB-tomográfia családba tartozik [7]. A név is jelzi, hogy a fókuszált ionnyaláb meghatározó jelentőségű e módszerben. A fókuszált ionnyaláb a pásztázó elektronmikroszkópia igen hasznos segédeszköze, nagy mértékben terjeszti ki a mikroszkóp lehetőségeit. Maximálisan 30 keV energiájú Ga ionnyalábjával megmunkálható a mikrosz-

kópba helyezett minta. Többek között keresztmetszeti felület alakítható ki, és ezzel lehetőség nyílik nemcsak a minta eredeti felületének, hanem a belső szerkezet vizsgálatára is. Ha a szemcseszerkezetet akarjuk megjeleníteni, akkor több lehetőség közül választhatunk. A legegyszerűbb lehetőség a szekunderelektron-kép készítése. Így láthatók a szemcsék és a szemcsehatárok, hiszen a különböző orientációs felületek szekunderelektron-emissziója különböző. Ez a különbség azonban csekély.

Sokkal nagyobb kontrasztkülönbségek látszanak az egyes szemcsék között, ha Ga ionokkal pásztázuk a felületet. Ilyenkor persze kis áramokat használunk (10-100 pA), hogy az ionok roncsoló hatását elkerüljük. A szokásos elektronnyalábos gerjesztéshez hasonlóan a Ga ionok is kiválóan szekunder elektronokat, amit a pásztázó mikroszkópban szokásos módon képalkotásra lehet felhasználni. Az ionos gerjesztésnek azonban fontos sajátossága, hogy a szemcsék orientációjától függően az ionnyaláb más-más mélységegig képes a mintába behatolni. Abban az esetben, amikor a szemcseorientáció olyan, hogy az ionnyaláb az atomi rétegek között halad, az átlagosnál sokkal mélyebbre jutnak az ionok (csatornahatás = channeling). Mivel a szekunder elektronok néhány eV energiával rendelkeznek, ezért ha mélyen keletkeznek, akkor nem képesek a felületre kijutni. Ilyenkor erről a területről a szekunderelektron-detektor kevesebb jelet ad, vagyis ez a terület sötétebb képet mutat. Ilyen ionok által gerjesztett szekunderelektron-képet látunk a 18. ábrán.

18. ábra. Hőkezet Ni minta szemcseszerkezete ionokkal gerjesztett szekunderelektron-képen [8].





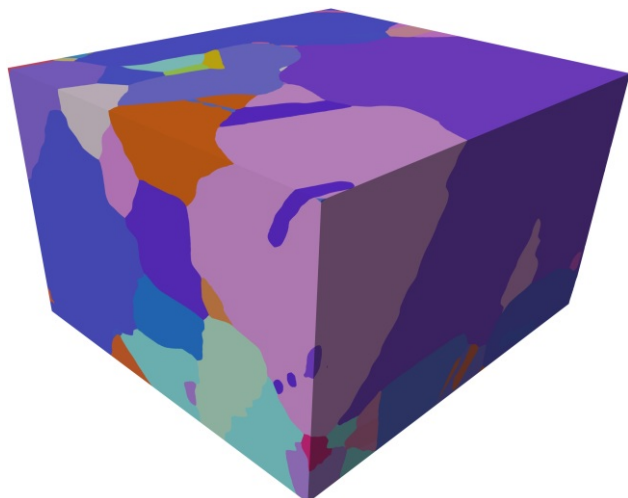
19. ábra. FIB-bel előkészített térfogat a 3D-s megjelenítéshez szükséges szeletelés előtt [8].

Jól látszik, hogy a különböző orientációjú szemcsék, a fentiekben elmondott okok miatt jelentősen különböző fényességet mutatnak. Ez a módszer a szemcseszerkezet megjelenítésére kiváló, azonban a szemcsesorientáció meghatározására nem alkalmas. Mint ahogyan azt a korábbi fejezetekben láthattuk, a szemcsék orientációjának megjelenítésére az EBSD-technika alkalmas.

A három dimenziós szemcse-rekonstrukció destruktív anyagvizsgálati eljárás, mivel a minta keresztmetszeti felületét lépésről-lépésre nagy energiájú fókuszált ionnyaláb segítségével szeleteljük. Minden egyes szeletről felvételek készíthetők, amelyeket alkalmas tomográfiás programmal összerakva 3D-s megjelenítés érhető el. Attól függően, hogy mi a cél, a megjelenítés történhet ionnyalábbal gerjesztett szekunder elektronokkal vagy EBSD-felvételek segítségével [8].

A 19. ábrán látható az a térfogat, amelynek lépésről-lépésre történő ionnyalábos szeletelésével és a felületek mikroszkópi leképezésével előkészíthető a három dimenziós ábrázolás. Példaként EBSD-képek segítségével létrehozott 3D-s megjelenítést mutatunk be.

20. ábra. Nikkelminta $28,5 \times 26,4 \times 20,6 \mu\text{m}^3$ térfogatú részlete [8].



A szeletről szeletre elvégzett EBSD-mérések során készített 2D-s képeket számítógépes program alkalmazásával egymás után illesztve kapjuk meg a rekonstruált 3D-s képet. A szeletek vastagsága függ a szemcseméret-eloszlástól. A tapasztalat szerint a legkisebb méretű objektumról legalább 10 szelet szükséges a megfelelő minőségű rekonstrukcióhoz. A 20. ábrán hőkezelt nikkellemezen végzett mérésorozat eredményeként kapott mintarészlet látható.

Összefoglalás

A visszaszórtelektron-diffrakció a pásztázó elektronmikroszkópok opcionális mérési lehetőségeként az utóbbi két évtizedben terjedt el, elsősorban az anyagtudomány és a geológia nagyhatékonyságú mérési módszereként.

Láttuk, hogy a diffrakciós mérések mással alig pótolható információt szolgáltatnak az anyagot alkotó szemcsék kristályszerkezetéről, azok irányítottságáról, a fázisok elrendeződéséről és a szemcsék térbeli elhelyezkedéséről. Magyarországon egyelőre csak néhány laboratóriumban van ilyen mérésre felszereltség. Az ELTE TTK Központi Kutató és Műszercentrumának SEM laboratóriumában [9] nagy felbontású kétsugaras pásztázó elektronmikroszkóp működik (FEI Quanta 3D SEM/FIB), amely EDAX Hikari-kamerájával EBSD-mérésekre is alkalmas. Cikkünkben ezen a készüléken végzett EBSD-vizsgálatok eredményei közül válogattunk. A berendezés négyéves megléte óta az EBSD-vizsgálatokat sikerrel alkalmaztuk nanoszerkezetű, többfázisú kompozit, különböző fázisokat tartalmazó meteorit, porózus szerkezetű geológiai, középkori régészeti stb. minták vizsgálatában. Mivel az EBSD nyújtotta információ a felület sekély rétegéből származik, ezért a mérést megelőző felület-megmunkálásnak nagy szerepe van a sikeres vizsgálatokban. Az új Ar ionsugaras felületpolírozás gyors, olcsó és megbízható módja az EBSD-vizsgálatokhoz szükséges minőségű felületek kialakításának.

Köszönetnyilvánítás

A szerzők köszönetet mondanak *Lendvai Jánosnak*, aki a szöveget elolvasva számos hasznos javaslattal járult hozzá a jobb érthetőséghez. Köszönet illeti a Technoorg Linda Kft. munkatársait, elsősorban *Szigethy Dezsőt*, *Radi Zsoltot* és *Bakai Zoltánt*, akik a SEMPRep SC 1000 berendezést rendelkezésünkre bocsátották, és az EBSD-minták elkészítéséhez segítségét nyújtottak.

Irodalom

1. <http://www.technoorg.hu/uploads/semprep.pdf>
2. L. Reimer: *Scanning Electron Microscopy*. Springer, ISBN 3-540-63976-4, 1998.
3. L. Holzer, M. Cantoni: Review of FIB-tomography. In: *Nanofabrication using focused ion and electron beams: Principles and applications*. (I. Utke, S. A. Moshkalev, Ph. Russell szerk.) Oxford University Press, NY, USA, ISBN 9780199734214, 2012.
4. A. Baris: *3D Characterization of Polycrystalline Microstructure Using a Dual Beam SEM-FIB System*. ELTE Master's Thesis, 2014. http://sem.elte.hu/generic/documents/Hirek/Baris_thesis_2014.pdf
5. <http://sem.elte.hu>

GÁZOK TRANSPORTJA MEMBRÁNOKON KERESZTÜL

– permeabilitás, diffúziós állandó és oldhatóság mérése

Sebők Béla, Kiss Gábor

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Atomfizika Tanszék

Membránokkal számos területen találkozunk, az élet kialakulásában és fennmaradásában is jelentős szerepet kaptak a biológiai membránok transzporttulajdonságai. E membránok vizsgálata az orvostudomány és a biológia számára kiemelt jelentőséggel bír. Mérnöki anyagaink transzporttulajdonságai is fontosak, hiszen például a diffúziós állandó értéke számos mérnöki folyamat szempontjából kiemelt jelentőségű (például acélok nemegyensúlyi fázisátalakulásai, a félvezetők adalékolása, gázok szétválasztása és tisztítása). Meglepő módon – még viszonylag egyszerű rendszerek esetében is – hiányosak vagy nem megbízhatóak az irodalomban található diffúziós adatok. Érdemes megjegyezni azt, hogy a membránok (főleg fémek) viselkedését nagyban befolyásolhatják a felület tulajdonságai, illetve a felületi szennyezők jelenléte (például oxidrétegek). Permeációs mérések elősegíthetik a felületi szennyezők hatásának, illetve hatásmechanizmusának megismerését.

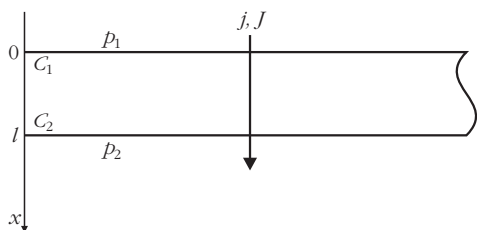
E gondolatokat szem előtt tartva kívánjuk bemutatni a nem biológiai membránok gázpermeációs tulajdonságait leíró egyenleteket, illetve egy a hőmérsékletfüggő transzportparaméterek (diffúziós állandó, permeabilitás, oldhatóság) mérésére alkalmas berendezést.

A továbbiakban a könnyebb érthetőség érdekében mindenhol feltüntetjük az egyenletekben szereplő mennyiségek mértékegységeit. A műszaki és tudományos életben a későbbiekben szereplő mennyiségek esetében számos mértékegységet használnak. Mi – kevés kivételtől eltekintve – az SI rendszer mértékegységeit tüntettük fel.

Gázok permeációja membránokon keresztül

Nem porózus membránokon keresztül lezajló permeáció diffúzióval történik, így a permeáció sebességét elsősorban a diffúzió sebessége határozza meg (ha az egyéb reakciók kellően gyorsak). Egy – a felületének nagyságához képest – vékony membrán esetében a Fick-egyenletek bizonyos egyszerűsítő felte-

1. ábra. A membránon keresztül történő permeáció leírására használt jelölések.



vésekkel megoldhatóak [1]. A membránon keresztül történő permeáció leírására szolgáló jelöléseket szemlélteti az 1. ábra.

A felület méretéhez képest vékony síklapként elképzelt l [m] vastagságú membrán helyezkedjen el $x = 0$ és $x = l$ között. A permeálódó anyag felületi koncentrációja legyen állandó C_1 , illetve C_2 [mol·m⁻³] a membrán két oldalán. Ekkor állandósult állapotban (a membrán bármely pontjában a koncentráció időben állandó), ha a D [m²·s⁻¹] diffúziós együttható állandó, akkor a $C(x)$ koncentráció a membránban az alábbi összefüggés segítségével határozható meg:

$$\frac{C(x) - C_1}{C_2 - C_1} = \frac{x}{l}. \quad (1)$$

Érdemes megjegyezni, hogy (1) alapján a koncentráció lineárisan változik a membránban $x = 0$ és $x = l$ között. A membránon átáramló j [mol·s⁻¹·m⁻²] anyagáram-sűrűség:

$$j = D \frac{C_1 - C_2}{l}. \quad (2)$$

Ha az oldott koncentrációk és az anyagáram-sűrűség ismert, akkor (2)-ből a diffúziós állandó számolható. Ez a gyakorlatban nehézségekbe ütközik, hiszen (gázok permeációja esetén) általában csak a membrán magas és alacsony nyomású oldalán uralkodó gáznyomásokat tudjuk mérni, viszont az oldott koncentrációkat nem ismerjük.

E ponton különbséget kell tennünk a fémekből és a polimerekből készült membránok között.

Anyagtranszport polimermembránok esetén

Polimerekben a kis molekulásugarú gázok (például H₂, N₂, CO₂) molekuláris formában a fémeknél általában nagyságrendekkel nagyobb mértékben oldódnak, és nagyságrendekkel gyorsabban mozognak. Nem csak a molekuláris gázokra, hanem az atomos (például He, Ar) gázokra is jó közelítéssel igaz, hogy a polimert körülvevő gáztérrel egyensúlyban lévő anyagban a C [mol·m⁻³] oldott koncentráció a gáztér p [Pa] (parciális) nyomásával egyenesen arányos, ahol az arányossági tényező az S [mol·m⁻³·Pa⁻¹] oldhatóság:

$$C = S p. \quad (3a)$$

Ezt az összefüggést Henry-törvénynek nevezik és segítségével polimermembránok esetében (2) a következő formában írható fel:

$$j = DS \frac{p_1 - p_2}{l} = P \frac{p_1 - p_2}{l}, \quad (4a)$$

ahol P [mol · Pa⁻¹ · s⁻¹ · m⁻¹] a permeabilitás.

Polimerek esetén a felületen lejátszódó folyamatok (adszorpció, abszorpció a nagy nyomású oldalon és a deszorpció az alacsony nyomású oldalon) általában jelentősen gyorsabbak, mint a diffúzió. Így a permeáció sebességét valóban a diffúzió szabja meg, és permeációs mérésekkel a transzportparaméterek viszonylag egyszerűen meghatározhatók.

Anyagtranszport fémmembránok esetében

Fémek esetében a transzportfolyamatok több szempontból is bonyolultabbak. Először is korlátozott azon elemek száma, amelyek a gáztérből mérhető koncentrációban képesek oldódni bennük. Továbbá az oldott kis molekula- vagy atomsugarú elemek a fémrács intersticiális helyeit atomos formában foglalják el. Ez azt jelenti, hogy a gáztérben molekuláris formában jelenlévő gázok molekuláinak disszociálnia kell a felületen.

A tudományos életben kiemelt jelentősége van a hidrogén transzporttulajdonságainak. Ennek oka többek között az, hogy az oldott hidrogén a fémek ridegedéséhez, töréséhez vezethet, illetve bizonyos fémek és ötvözetek felhasználhatók hidrogén nagy térfogati sűrűségű, reverzibilis tárolására [2]. Ezek, illetve a polimerektől való eltérések demonstrálása érdekében mi is egy kétatomos molekulájú gáz (H₂) példáján keresztül mutatjuk be a fémek viselkedését. Érdekes megjegyezni, hogy a hidrogén oldhatósága fémekben általában nagyságrendekkel nagyobb, mint bármely más gázé (beleértve a He-t is).

Kétatomos gáz oldódása esetén (3a) alakja módosul. Ennek oka az, hogy a gáztérben molekuláris formában jelenlévő gáz parciális nyomása és a fémbe atomos formában oldott anyag koncentrációjának egyensúlyát leíró – a kémiai potenciálok egyenlőségét tartalmazó – egyenletbe a két atomra történő disszociáció miatt egy kettes faktor kerül [2]. Ennek következményeként az oldott koncentráció a gáztérbeli parciális nyomás négyzetgyökével lesz egyenesen arányos, ahol az arányossági tényezőt szintén oldhatóságnak – S' [mol · m⁻³ · Pa⁻¹] – nevezzük:

$$C = S' \sqrt{p}. \quad (3b)$$

Ez az összefüggés a Sieverts-törvény, amely hidrogén esetében nem túl nagy oldott koncentrációk (hidridképződés még nem indul meg) esetén jó közelítéssel teljesül. A (3b) összefüggés segítségével (2) a következő alakba írható:

$$j = DS' \frac{\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2}}{l} = P' \frac{\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2}}{l}, \quad (4b)$$

ahol P' [mol · Pa⁻¹ · s⁻¹ · m⁻¹] a permeabilitás.

Fémek esetében a permeációs mérések kiértékelését nehezíti, hogy az oldódás rendkívül összetett fo-

lyamat. Például hidrogén esetében a permeáció elemi részfolyamatai a következők [3]:

- hidrogénmolekulák gáztérbeli transzportja a felület közelében;
- hidrogénmolekulák megtapadása (adszorpciója) a felületen;
- hidrogénmolekulák disszociációja a felületen;
- hidrogénatomok oldódása (abszorpciója);
- hidrogénatomok rácsközi (intersticiális) helyeken történő diffúziója a fémbe;
- hidrogénatomok rekombinációja az alacsony nyomású oldalon lévő felületen;
- hidrogén molekulák deszorpciója;
- hidrogén molekulák gáztérbeli transzportja.

E (sorba kapcsolt) folyamatok közül bármelyik lehet a sebességet meghatározó lépés. Ezért a kísérletek során rendkívüli figyelmet kell fordítani arra, hogy pontosan melyik folyamat határozza meg a permeáció kinetikáját, hiszen ha például a felületi disszociáció erősen gátolt (általában felületi szennyezők által), akkor a permeációs mérések során a valós transzportparaméterekről nagyon nehéz információt kapni. A sebességet meghatározó elemi folyamat megállapítása sok esetben nem egyszerű és itt terjedelmi okok miatt nem is térünk ki rá. A továbbiakban azt feltételezzük, hogy a polimerekhez hasonlóan a fémből készült membránoknál is a diffúzió határozza meg a permeáció sebességét.

Transzportparaméterek hőmérsékletfüggése

A diffúziós állandó hőmérsékletfüggését az Arrhenius-összefüggés adja meg, amelyet a következő alakban írhatunk fel:

$$D = D_0 e^{-\frac{E_a}{k_B T}}, \quad (5)$$

ahol D_0 [m² · s⁻¹] a hőmérséklet-függetlennek tekinthető preexponenciális vagy frekvenciafaktor (hőmérséklettől lineárisan függ, de ez az exponenciális tag mellett első közelítésben elhanyagolható), E_a [eV] a diffúzió aktiválási energiája, $k_B = 8,617 \cdot 10^{-5}$ eV · K⁻¹ a Boltzmann-állandó és T [K] az abszolút hőmérséklet.

Az oldhatóság hőmérsékletfüggését a van't Hoff-összefüggés adja meg:

$$S = S_0 e^{-\frac{\Delta H_S}{k_B T}}, \quad (6)$$

ahol S_0 [mol · m⁻³ · Pa] a hőmérséklettől függetlennek tekinthető konstans és ΔH_S [eV] az oldáshő. A P permeabilitás felírható a D diffúziós állandó és az S oldhatóság szorzataként – (4a) és (4b) egyenletek –, ezért a permeabilitás hőmérsékletfüggése is az előzőekhez hasonló alakban írható fel:

$$P = P_0 e^{-\frac{E_p}{k_B T}}, \quad (7)$$

ahol P_0 [mol·Pa⁻¹·s⁻¹·m⁻¹] hőmérséklet-függetlennek tekinthető konstans és E_p [eV] a permeáció aktiválási energiája, ami felírható a diffúzió aktiválási energiája és az oldáshő – (4a) és (4b) egyenletek – összegeként:

$$E_p = E_a + \Delta H_s. \quad (8)$$

Transzportparaméterek mérése

A transzportparaméterek meghatározása egyszerűsödik, ha olyan mérési elrendezést választunk, amelyben a membrán kezdetben nem tartalmaz oldott anyagot, azaz $C(0) = C_0 = 0$ és a membrán kilépő oldalán a koncentrációt gyakorlatilag 0 értéken tartjuk: $C_2(t) = 0$. Ekkor a koncentrációviszonyokat és a transzportfolyamatot állandósult állapotban leíró (1), (2), (4a) és (4b) egyenletek egyszerűbb alakra hozhatók:

$$C(x) = C_1 - x \frac{C_1}{l}, \quad (9)$$

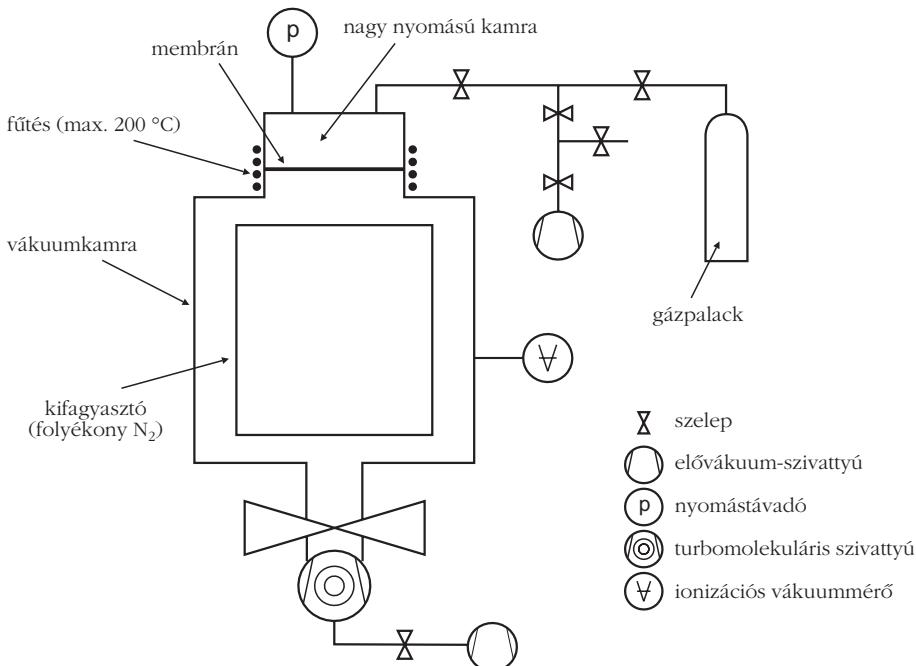
$$j = D \frac{C_1}{l}, \quad (10)$$

$$j = P \frac{p_1}{l}, \quad (11a)$$

$$j = P' \sqrt{\frac{p_1}{l}}. \quad (11b)$$

Amennyiben ezeket a feltételeket a kísérleti elrendezés teljesíti, akkor állandósult állapotban ($t \rightarrow \infty$) az

2. ábra. A szerzők által tervezett, permeációs mérések elvégzésére alkalmas berendezés sematikus rajza.



átáramlott Q [mol] anyagmennyiséget az idő függvényében a következő egyenlet írja le [1]:

$$Q(t) = \frac{DC_1}{l} \left(t - \frac{l^2}{6D} \right). \quad (12)$$

E függvény időtengellyel vett τ metszéspontját időkézésnek (time-lag) szokás nevezni és a segítségével a diffúziós állandó számolható:

$$\tau = \frac{l^2}{6D} \rightarrow D = \frac{l^2}{6\tau}. \quad (13)$$

Érdeemes megjegyezni, hogy a (12) egyenletben szereplő egyenes meredeksége a membránon átáramló J [mol·s⁻¹] teljes anyagáram, ami homogén membránt feltételezve és a szélek hatását elhanyagolva felírható a j anyagáram-sűrűség és a membrán A [m²] felületének a szorzataként:

$$J = jA. \quad (14)$$

Az átáramlott anyagmennyiség-idő függvény méréssel, valamint a membrán nagy nyomású oldalán lévő nyomásérték segítségével mind a D diffúziós állandó (12, 13), mind a P permeabilitás (11a, 11b) meghatározhatók. E paraméterek hányadosaként pedig az S oldhatóság számolható (4a és 4b).

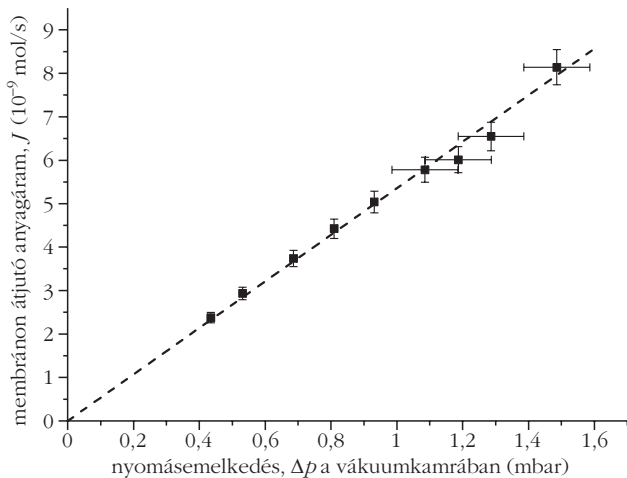
Kísérleti berendezés

A korábban részletezett peremfeltételek között történő permeációs mérésekhez számos mérési elrendezést használnak. A továbbiakban a szerzők által megépített berendezést mutatjuk be [4], amelynek tervezése során a nagy érzékenység elérése volt a legfontosabb szempont. A készülék sematikus felépítését a 2. ábra mutatja.

Az elrendezés alapvetően két részre bontható: egy nagy nyomású oldalra és egy nagyvákuumoldalra, amelyeket a vizsgálni kívánt, fűthető membrán választ el egymástól.

A nagy nyomású oldal egy kis térfogatú, gáztömör kamrából, illetve az ezt tetszőleges gázzal való feltöltésre és evakuálásra szolgáló szeleprendszerből, valamint egy membránszivattyúból áll. A

A nagyvákuumoldal vákuumkamrából (hättérnyomás $5 \cdot 10^{-9}$ mbar), izzókatódos vákuummérőből és turbó-



3. ábra. A membránon átjutó anyagáram és a vákuumkamrában mérhető nyomásemelkedés kapcsolata (125 μm vastag PTFE membrán, H_2 permeáció, szobahőmérséklet). A szaggatott vonal az origón átmenő, az adatpontokra illesztett egyenes, amelynek meredeksége megadja a (15)-ben szereplő k értékét.

molekuláris, valamint a hozzá tartozó rotációs elővákuum-szivattyúból áll [5].

Egy ilyen elrendezés esetén az elérni kívánt peremfeltételek könnyen teljesíthetők. Mivel a membrán kilépő oldalán minden pillanatban vákuum van ($< 10^{-3}$ mbar), ezért a kilépő oldalon az oldott koncentráció jó közelítéssel $C_2(t) \approx 0$. A mérések előtt a membrán könnyedén „kiüríthető” ($C_0 = 0$), ha a nagy nyomású oldal kamrájában a membránszivattyú segítségével vákuumot hozunk létre.

Az elrendezés kritikus pontja a membrán két kamra közé történő befogása, mivel a kamrák közti nyomáskülönbség átszakíthatja azt. Ennek elkerülésére speciális alátámasztást alakítottunk ki [4], amely megakadályozza a membrán átszakadását és biztosítja annak gáztömör befogását. Az elrendezés mind polimer-, mind fémmembránokhoz használható, és 10 μm , valamint 125 μm közötti vastagságú membránokkal teszteltük.

A mérések során azt használjuk ki, hogy a vákuumkamrában az állandósult háttérnyomás bármilyen újonnan a vákuumtérbe jutó anyagáram (például permeáció a membránon keresztül) hatására megemelkedik, és új egyensúlyi nyomás áll be. Mivel a turbómolekuláris szivattyú szívási sebessége széles nyomástartományban állandó [5], így feltételezhető, hogy a Δp [mbar] nyomásemelkedés mértéke a vákuumkamrában arányos lesz a bejutó anyagáram nagyságával:

$$J = k\Delta p, \quad (15)$$

ahol k [$\text{mol} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mbar}^{-1}$] egy arányossági tényező.

Az anyagáram nagysága a nagy nyomású oldal ismert térfogatú, gáztömör kamrájában mérhető nyomáscsökkenésből az ideális gáztörvény segítségével számolható. A (15) összefüggést szemlélteti a 3. ábra, amely 125 μm vastag poli(tetra-fluoroetilén) (PTFE) membránon keresztül szobahőmérsékleten

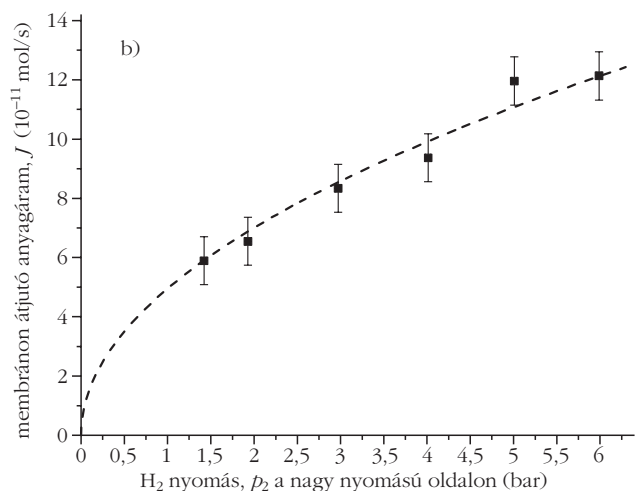
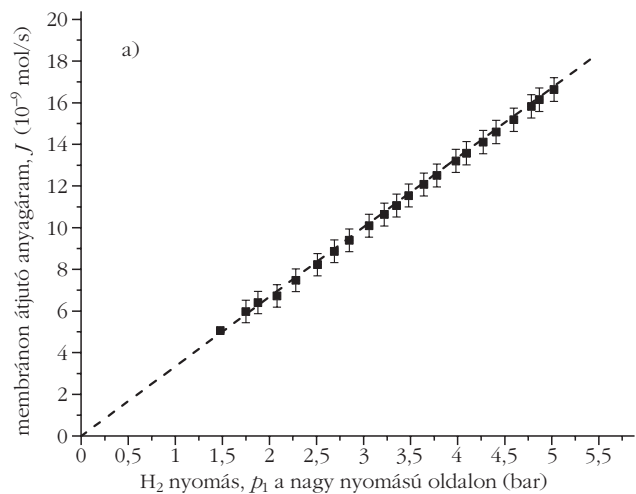
történő hidrogénpermeáció során kapott mérési adatok alapján készült.

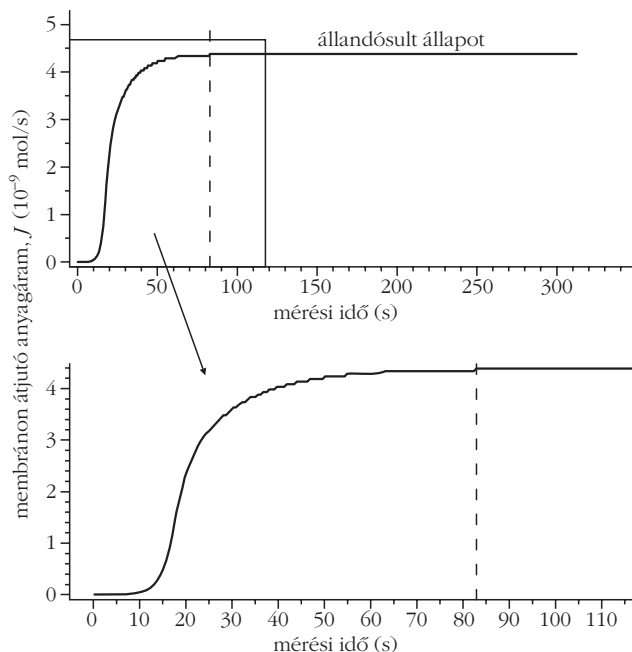
Az ábrán látható, az origón keresztül menő, a mért adatokra illesztett egyenes meredeksége adja meg a k kalibrációs tényező értékét, amelynek segítségével azonos gázzal és azonos hőmérsékleten végzett mérések esetében az anyagáram a vákuumkamra nyomásnövekedéséből egy szorzás segítségével számolható.

A (11a) és (11b) összefüggések és ezzel együtt a Henry- és Sieverts-törvény érvényessége többféle hidrogénnyomással (a nagy nyomású oldalon) végzett mérésekkel ellenőrizhető. Ezt mutatja a 4.a ábra 70 μm vastag, alacsony sűrűségű polietilén (LDPE) polimermembrán esetén szobahőmérsékleten, valamint a 4.b ábra 125 μm vastag Ni membrán esetében 125 $^\circ\text{C}$ -on.

Az ábrákon látható, hogy – a várakozásoknak megfelelően – az állandósult állapotban átáramló anyagmennyiség a nagy nyomású oldal nyomásának függvényében polimerek esetében (4.a ábra) jó közelítés-

4. ábra. A nagy nyomású oldalon lévő H_2 nyomásának hatása a membránon átjutó anyagáramra állandósult állapotban (70 μm vastag LDPE membrán, szobahőmérséklet felül, 125 μm vastagságú Ni membrán, 125 $^\circ\text{C}$ alul). Ha a sebességét meghatározó folyamat a permeáció során a diffúzió, akkor a görbék a Henry- (polimer), illetve a Sieverts-törvénynek (fém) megfelelő alakot vesznek fel.





5. ábra. Permeációs anyagáram-idő függvény szobahőmérsékleten, 125 μm vastag PTFE membrán és a nagy nyomású oldalon 3,5 bar nyomású H_2 esetén.

sel egy origón áthaladó egyenes, fémek esetében (4. b ábra) pedig egy vízszintes szimmetriatengelyű fél parabola (négyzetgyökfüggvény), ha továbbra is azt feltételezzük, hogy a sebességet meghatározó folyamat az anyagok keresztül történő diffúzió.

Az 5. ábra 125 μm vastag PTFE membránnal szobahőmérsékleten végzett hidrogénpermeációs mérés eredményét (permeációs anyagáram-idő) mutatja.

A kezdetben oldott hidrogént nem tartalmazó (mindkét oldalon vákuum) membrán nagy nyomású oldalára $t = 0$ pillanatban 3,5 bar nyomású hidrogént engedünk. Megfigyelhető, hogy körülbelül 8 másodperces késéssel elindul az anyagáram növekedése, majd hozzávetőlegesen 80 másodperc után a vákuumkamrában beáll az állandósult állapot.

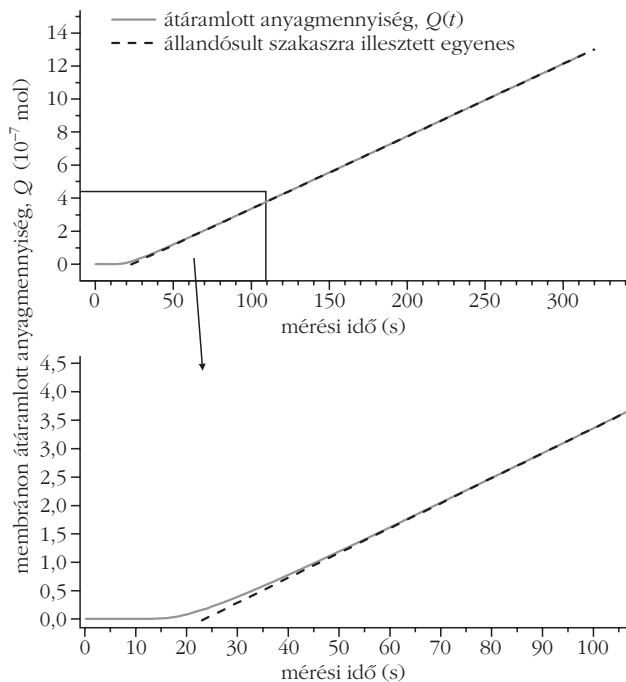
Amennyiben az anyagáramot az idő függvényében ismerjük, az átáramlott $Q(t)$ teljes anyagmennyiség numerikus integrálással számolható:

$$Q(t) = \int_0^t J(t') dt'. \quad (16)$$

A kapott átáramlott anyagmennyiség-idő görbe állandósult állapothoz tartozó (lineáris) szakaszára illesztett egyenes és az időtengely metszéspontjának felhasználásával (13) alapján a diffúziós állandó számolható. Ez látható a 6. ábrán az 5. ábrán bemutatott mérési eredmények felhasználásával.

Mivel az állandósult állapothoz tartozó anyagáram közvetlenül mérhető, és a diffúziós állandó a fenti módon meghatározható, ezek hányadosaként az S oldhatóság is kiszámolható ugyanabból a permeációs mérésből.

A méréseket több különböző hőmérsékleten elvégezve a transzportparaméterek hőmérsékletfüggése is



6. ábra. A 125 μm vastag PTFE membrán szobahőmérsékleten átáramlott anyagmennyiség-idő függvény 3,5 bar H_2 nyomás esetén (az 5. ábrán látható mérési eredmények felhasználásával).

vizsgálható, amely a lejátszódó elemi folyamatokról hordozhat információt az aktiválási energiákon, illetve az oldáshőn keresztül.

Összefoglalás

Az itt bemutatott összefüggések és néhány kísérleti tapasztalat rövid betekintést nyújt a membránok transzporttulajdonságainak vizsgálatába. E terület viszonylag régóta és rendkívül intenzíven kutatott, mégis sok esetben – még viszonylag egyszerű rendszerek esetében is – az adatok hiányosak.

A transzportparaméterek hőmérséklettől és egyéb körülményektől (például gáznyomás a kísérletek során) való függése információt hordozhat a permeáció során lejátszó elemi folyamatokról és e folyamatok bizonyos tulajdonságairól. Ez olyan jelenségek vizsgálatára ad lehetőséget, amelyekben e folyamatok szintén szerepet kapnak (például hidrogén oldódása fémekben).

Irodalom

1. J. Crank: *Mathematics of diffusion*. (2nd edition), Clarendon Press, Oxford, 1975.
2. Giber J., Josepovits K., Gyulai J., Biró L. P.: *Diffúzió és ionimplantáció szilárdtestekben (A technológia alapjai I.)*. Műegyetemi Kiadó, Budapest, 1997.
3. Garaguly J.: *Hidrogén abszorpció-deszorpció vizsgálata amorf ötvözetekben, in-situ ellenállásmérésekkel*. (doktori értekezés), Budapest, 1998, <http://mek.niif.hu/00500/00566/html>
4. B. Sebők, G. Kiss, G. Dobos, F. Réti, T. Majoros, O. H. Krafcsik: Novel instrument and method for the investigation of small permeation fluxes of gases through different membranes. *Measurement* 46/9 (2013) 3516–3524.
5. Bohátka S.: *Vákuumfizika és -technika*. ELFT, Budapest 2008.

NÉHÁNY ISMERETELMÉLETI MEGJEGYZÉS FIZIKUS INDÍTTATÁSRA

Wiedemann László
Budapest

Az egzakt tudományok filozófiai-ismeretelméleti kitekintésre sarkallnak. Különösen áll ez a fizikára. Gondolkodási módszere, az elért eredmények és történelmi beágyazottsága involválja az identitás keresést. De azt is, amikor helytelenül hamar lezárja az ismeretelméleti vizsgálódást és nem tesz fel filozófiai kérdéseket, mondván, hogy irrelevánsak a tudományos gondolkodás szempontjából, ahogy ezt a pozitívizmus teszi.

Hangulatfestő elemként néhány szakmai konkrétumot kívánunk itt egy szára felfűzni. A kiszámítás nem cél, hanem ami mögötte van, azt felfedni, jelezve ezzel az alkotás feszültségét és az általánosítás erejét, amint ezt nagy elmék végigvitték. Ez elvezet a természettudomány egzaktságához.

Többeket irritál a természettudományos gondolkodás ilyen magabiztossága. Fennhéjzásnak tekintik, de nem veszik észre, hogy a tudós elme önmagával szemben is kritikus és az igazat keresi, tévedéseit elismeri, mindig is egy drámai feszültséget él meg. Nem ismerik ők a tudományt belülről, nem is tudják, nem is értik. Az ilyen kritika komolyságát kérdőjelezi meg, mikor például a neves író, *Hamvas Béla* nem éppen elismerő szavait olvashatjuk: „Az egzakttság a természettudományos kinyilatkoztatás biblikus pátosza.”

Egy átlátható, egyszerű problémából indulunk ki és ezt építjük több irányban és elmélyítve. A konkrétumok segítik a filozófiai tisztánlátást is. A központi gondolat a villamos erők potenciálja, amellyel az erőtér szinte teljesen jellemezhető.

Legyen kondenzátor lemezei között homogén erőtér és vákuum. Ekkor az E térerősség állandó és az U potenciál lineáris. A munkatétellel kiszámíthatjuk például, hogy mekkora sebességre tesz szert egy töltéshordozó, ha befutja ezt az U potenciálkülönbséget: $eU = 1/2 mv^2$. Hogyan alakul ez az alapszituáció, ha a lemezek között n sűrűséggel egyenletes eloszlásban töltéshordozók vannak jelen (például azonos nagyságú és előjelű töltéshordozók)? Képzeljük, ezek mintegy oda vannak szögezve, a lemezek közötti térben rögzítettek. Most már más lesz az elektromos tér szerkezete, amelyet a helyfüggő $\varphi(x)$ potenciálfüggvény ad meg. Tértöltéssel van dolgunk, amelyet a Poisson-egyenlet ír le:

$$\Delta\varphi(x, y, z) = -\frac{\rho}{\epsilon}.$$

Itt Δ a Laplace-operátor, $\rho = en$ a térfogati töltéssűrűség, ϵ a teret kitöltő anyag dielektromos állandója. E parciális differenciálegyenlet megoldása a keresett

potenciál-eloszlás. Ha az egyetlen változó az x koordináta és ρ nem függ a helytől, akkor a Poisson-egyenlet könnyen integrálható:

$$\varphi(x) = ax^2 + bx + c$$

egy másodfokú görbe. A parabolát a peremfeltételekkel lehet illeszteni.

Impozáns, ahogy a fizika a tértöltés hatását a matematika segítségével kezelni képes. Az elméletből adódó numerikus eredmények egyeznek a mérésekkel, vagyis az empiriával. Így van ez a mechanikában is; például fonálinga lengésideképlete, vagy valamely bonyolult erőrendszer vektori eredőjének kiszámítása és közvetlenül a dinamóméterrel mért eredmény azonossága.

Figyelmünket fordítsuk továbbra is a tértöltési jelenségek által létrehozott potenciál-eloszlásra. Folytatva az előbbieket, most már ne legyenek rögzítve az elektromos erőtérben a töltések, de külső áramot még ne engedjünk meg. Igen összetett jelenség áll elő. Az erőtérben a statisztikus mozgást végző töltéshordozók (a hőmérsékletnek köszönhetően is) egyenként $-e\varphi$ potenciális energiával rendelkeznek, amely a Boltzmann-eloszlás szerint determinálja a helyi $\rho = en$ térfogati töltéssűrűséget. (Elektronok esetén a Fermi-eloszlás érvényes.) Ez viszont a Poisson-egyenlet szerint meghatározza a helyi $-e\varphi$ energiát, így kölcsönösen meghatározzák egymást; $n \leftrightarrow \varphi$, egy önfenntartó tér jön létre bonyolult matematikai törvényszerűség szerint. Ha egydimenzióban vizsgálódunk, mint a kondenzátorlemezek közötti tér esetén, akkor az önfenntartó tér potenciálja közelítő feltevésekkel integrálható. Ha azonban gömbszimmetrikus elrendezésre gondolunk; központi ion, körülötte ellentétes töltésű ionfelhő és erős elektrolitunk van, akkor előbb-utóbb a modern elektrolitelmélet Debye–Hückel-féle alapvető differenciálegyenletére jutunk. Ez írja le az erős elektrolitok minden alapvető tulajdonságát. Az ilyen típusú differenciálegyenlet megoldása, mint az előbbi egyszerűbb egydimenziós eset is, úgy történik, hogy a Boltzmann-eloszlást kombináljuk a tértöltési egyenlettel, majd közelítést vezetünk be a sinus-hiperbolikus függvény sorából csak néhány tagot figyelembe véve. A Boltzmann-eloszlást most ilyen alakban írjuk:

$$n_{\pm} = n_0 e^{\pm \frac{e\varphi}{kT}},$$

ahol n_0 az átlagos térfogati sűrűség, k a Boltzmann-állandó, T a rendszer kelvinben mért hőmérséklete.

Ha ezt a tértöltési egyenletbe tesszük, kapjuk a megoldandó parciális differenciálegyenletet a potenciáloszlásra: $\Delta\varphi = \kappa^2\varphi$, ahol κ egy konstans. Ha erős elektrolit ionfelhőről van szó, akkor az előbbi konstans reciproka az úgynevezett Debye-hossz. A megoldás konkrét alakja:

$$\varphi = -\frac{e}{\varepsilon} \frac{1 - e^{-\kappa r}}{r}.$$

Érdekes a potenciál viselkedése $r = 0$ -nál, a centrális ion helyén.

Ha még egy lépéssel továbbmegyünk az előbbieken felvetett, egymásra épülő tértöltési problémában, akkor rákérdezhetünk még egy lépcsőre; mi történik, ha áramot is megengedünk? Hogyan határozhatjuk meg a tértöltésben kialakuló áramot? (Ez esetben eredeti, kondenzátoros modellünket úgy változtatjuk meg, hogy áramkörre alakítjuk.)

Itt ugyanis belép egy újabb tényező: a tértöltési mennyiségek időbeli változása. Erre két út kínálkozik. Az egyik egy fenomenologikus megközelítés. Ilyenkor kiegészítő egyenletként megadjuk a j áramsűrűség és a helyi térerősség közötti kapcsolatot és ezt az egyenletrendszert oldjuk meg. Így például egyik eset az, hogy a töltéshordozó-mozgékonyaság állandó, vagyis

$$j = en(x) u E(x),$$

itt u az ionmozgékonyaság. A másik út statisztikus megfontolás, amikor is a Boltzmann-eloszlás időbeli kiterjesztését kell elvégezni. Új, iterált eloszlásfüggvényt kell létrehozni az úgynevezett ütközési integrál bevezetésével. Eddig az f_0 egyensúlyi eloszlással dolgoztunk, ezután az f_1 első iterált eloszlással, amely már tartalmazza a statisztikus sokaság időbeli változását. Így kapjuk a Boltzmann-féle transzportegyenletet, amelynek egyik integrálja adja az áramsűrűséget. Az egyensúlyi Boltzmann-eloszlás, amelynek időbeli változását írja le a transzportegyenlet, ilyen alakú:

$$f_0 = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{kT}}.$$

Itt m a rendszer egy részecskéjének tömege, v pillanatnyi sebességének nagysága. Az áramot most mint stacionárius jelenséget kívánjuk meghatározni. Ezt úgy juttatjuk kifejezésre, hogy az f_1 -re felírt transzportegyenletben az idő szerinti parciális deriváltat zérussal tesszük egyenlővé, amely eljárás a matematikai tömörség szép példája. Végül a j áramsűrűsége a következő formula írható fel:

$$j = e \int v f_1 d\Omega,$$

ahol $d\Omega$ az elemi fázistérfoghat. Ha ezt kiszámítjuk, megkapjuk a differenciális Ohm-törvényt: $j = \sigma E$, ahol σ a vezetőképesség. Ha a számolást fémek elektromos vezetésére végezzük el, akkor a kiinduló f_0 a Fermi-eloszlás. Erre kell alkalmazni a Boltzmann-

transzportegyenletet. Látható a fizikai és matematikai tömörség, ami ezt a tudományt nem csak egzakttá, hanem exkluzívvá is teszi.

Ismeretelméleti elemzések

Az előbbieken felvázolt villanásnyi kép az a panoráma, ami itt élénk táru a természet világából, további analízist involvál a gondolkodás szerkezetére vonatkozóan. Az effajta fogalmi konstrukciókat, háttérben az empiriával a fizika nagyjai dolgozták ki. A sok részletmunka mögött a gondolkodás azonos struktúrája állhat. Figyelemre méltó, hogy a fokozatosan megszülető elmélet és a mérési eredmények fedik, sőt kölcsönösen meghatározzák egymást a kutatás folyamatában. Mondhatjuk, hogy a fogalmi gondolkodás (hipotézis, modell és axióma rendszer együttes létrehozása) és az empirikus megközelítés a mérések és mérőeszközök kidolgozásáig korrelációban vannak. Ezen azt értjük, hogy a tudat struktúrája olyan, hogy elmélet és empiria e kontextusában a valóságot jeleníti meg. A valóságra vonatkozó evidencia élményt nyújt, ezt éljük meg. De milyen ez az evidenciaélmény és a benne feltáruuló valóság? A tudat önmagára való reflexiója, vagy egy tudaton kívüli valóság üzenete? Ez sarkalatos kérdés, vízvonalasító.

David Hume (1711–1776) munkásságával kezdődően (*Treatise of Human Nature*) a pozitívizmus pragmatikus választ ad. Nem teszi fel magát a kérdést, hogy mi a valóság, de felhasználja a tudomány eredményeit. Minden, a külvilágra vonatkozó ilyen kérdést metafizikusnak tart, így a kauzalitás elvét is belemagyarázásnak és nem genetikus elvnek. Kétségtelen, a pozitívizmusnak van katartikus attitűdje; csak a tudat által közvetített tények számítanak, vagyis a tudat megszürésében lehet képünk az önmagában definiálhatatlan külső világról. A realizmus eszelős keresésében maga a realizmus válik kezében irreálisá. Világképi lezárást nem ad, e nélkül viszont elvész a tudomány referencijellege és költőisége is, amely paradox módon alkotó eleme az egzaktaságnak. Lezárás, világképi kitekintés? Semmit sem kell lezárni, az erre való igényről van szó, egy limes-élmény. Ez jelenenél a hajtó erőt. Érdekes, hogy pozitívista mozzanatok már *Kopernikusz* munkásságának méltatása és a Galilei-per kapcsán is jelentkeznek. Kopernikusz fő műve: *De revolutione orbium coelestium* (1543). Ehhez írt előszót barátja *Osiander* teológus és filozófus. Így ír a meghirdetett heliocentrikus rendszerről: „Szükségtelen, hogy ezek a hipotézisek igazak legyenek; csak egy dologra van szükség, arra, hogy olyan számításokat eredményezzenek, amelyek megegyeznek a megfigyelésekkel.” A Galilei-perben *Bellarmino* bíboros, *Galilei* fő vitapartnere hasonlóképpen érvelt. Azt mondta, hogy bár a heliocentrikus feltevés helytálló megfigyelésekhez és a számítások egyszerűsödéséhez vezet, ebből a heliocentrikus kép igaz volta még nem következik; a tudomány pusztán hasznos kalkulációs eszközzel, instrumentummal gyarapodott,

a megszokott világgép akár érvényben is maradhat. Az instrumentalizmus azt fejezi ki, hogy a világ olyan, mint amilyennek látszik, nincsen a jelenségek mögötti lényege, illetve, mivel hozzáférhetetlen, érdektelen.

A tudományos eredmények ismeretelméleti elemzésének egy másik releváns vonulata régebbi, mint a pozitivizmus. Mindig is kereste az ember egzisztenciájának biztonságát, amelyet itt abban talált meg, hogy posztulálta a világ embertől független létezését, vagyis elfogadta, magáévá tette, hit formájában tovább nem analizálható élménnyé avatta a világ objektív létezését. Ez metafizika ugyan, racionálisan nem bizonyítható, de azért nem von le semmit a tudományos gondolkodás értékéből. Ezután most már az objektivitás jegyében értelmezzük a tapasztalatot és a teóriák ilyen alapon nyugszanak. Így oda jutunk, hogy megismerésünk, az egzakt tudományos megismerés is metafizikai gyökerekre utal. Ezt tudatosítva kiléphetünk a tudományban is megbúvó káros redukcióból; a sokféleséget egyféle ségre redukálni. Ilyen káros redukció az immanencia elve is, vagyis az a nézet, hogy a világ önmagából magyarázható, vagy az az elképzelés, hogy a tudomány választ adhat az egzisztencia valamennyi kérdésére. Ez a redukció a gondolkodás minden területén fenyeget. E kizárólagosság végső állomása egy mítosz; racionalista mítosz, más néven tudományos mítosz.

Visszatérve a világ objektív létezésének elfogadására, a kapcsolatos hitről *Spengler* frappánsan nyilatkozik: „Der Glaube ist eine innere Gewissheit.” (A hit belső bizonyosság.) Ilyen a vallásos hit is. *Heisenberg A mai fizika világgépe* című művében új mozzanatra utal. Eszerint a hit bizalom kérdése; amiben hiszünk, arra rábízunk magunkat. Összekapcsolja a híres skolasztikus jelmonddal; cselekvésre a hit sarkall és cselekvés közben születik a megértés: „Credo ut agam, ago, ut intelligam.” (Hiszek, hogy cselekedjem, cselekszem, hogy értsek.) Hit-cselekvés-értés, ez adja az emberi egzisztencia lényegét (*Szt. Anselmus*, 1033–1109).

Más kontextusban világítja meg *Nietzsche* az ismeret akarását, amikor kifejti [1], hogy megismerési igényünk lényege valami idegent otthonossá tenni, valamilyen szokatlant visszavezetni a már szokott kapcsolatokra, vagyis a már ismert axiómákba illeszteni. De továbbmegy, tenni kell ezt, mivel ezzel az új már nem idegen, nem nyugtalanít, így ismét visszanyerjük biztonságérzetünket. Felteszi a kérdést, vajon nem a félelem ösztöne munkál a megismerés mélyén?

Térjünk vissza arra, hogy metafizikus vonás, amikor az ember elfogadja, hiszi az objektív világ létezését. De az ember itt nem áll meg, hanem nyitottságánál fogva e metafizikai átjárón keresztül, mint látomás megjelenhet előtte egy másik létsík is, a Transzcendens. Ez a továbblépés már a vallásos mozzanat irányába mutat, ami szintén releváns életérzés. Tovább már nem ismeretelméleti kérdéstről van szó. Ezt részletezendő, többször elhangzik a vád, hogy a katolikus egyház mindig is tudományellenes volt.

Nézzünk néhány részletet! A keresztény filozófia és teológia kezdeteinél ott magaslik egy nagy egyéniség, *Szt. Ágoston* (354–430), Hippo püspöke. Világosan

kifejti, ha a természettudomány valamit igaznak tart, azt kell elfogadni teológiai spekulációk helyett. Ebben az időben a csillagászok már megállapították, hogy a Föld nem lapos korong, hanem gömb formájú s ez nem egyezett a *Biblia* ezzel ellenkező megállapításával. *Jáki Szaniszló* bencés szerzetes, fizikus és tudománytörténész professzor (Seton Hall egyetem, New Jersey) ezt úgy interpretálja, hogy a „katolikus teológusok még ma sem látják, hogy a Galilei-ügybe belekeveredett vezető egyházi embereknek meg kellett volna szívlelniök *Szt. Ágoston* ezer évvel korábbi tanítását” [2]. Meglepőek *Ágoston* gondolatai az időről, amelyek a modern felfogással egyeznek: „Non in tempore, sed cum tempore fixit Deus mundum.” (Nem az időben, hanem az idővel teremté Isten a világot.)

A skolasztika a tudományos gondolkodás útjait kuttatta, a dialektika törvényeit dolgozta ki, természetesen Istennel, mint centrummal. Jelentős egyéniségek: *Abe-lard* és *Bernard de Chartres* (chartres-i naturalizmus.) A skolasztika nevezetes jelmondata: „A hit a természetfeletti, az értelem a természetre vonatkozó ismereteket nyújtja.” – *Albertus Magnus* (1206–1280).

Ebben a rövid tanulmányban a helyzet bonyolultságát csak hézagosan lehet elemezni, mégis egy fő momentumra rá kell mutatnunk. Ez az individuum térnyerése, folyamatos szóhoz jutása az 1300-as évektől kezdődően. Hasonlóan fontos, hogy a panteizmus megjelenéséig ez az Isten-eszmén belül ment végbe. A nominalizmussal kezdődött és megindítója *Ockham* ferences rendi szerzetes volt. Ő mondta ki, hogy a tapasztalat az egyedüli ismeretforrás és hogy a fogalom csak jel. Hasonlóan új gondolatok: *Nicolaus Cusanus* brixeni bíboros (1401–1466) világra nyitottsága a vallások ellentéteit igyekszik enyhíteni (a vallások alapvető egységéről ír), és megjelenik nála a végtelen anélkül, hogy végest, végtelent és Istent összemosná. Kimondja az ellentétek egybeesését, a via negatívát, új horizontot nyitva a keresztény teológia számára [3, 4].

A skolasztika hanyatlásával valójában olyan szellemi mozgalom indult meg, amely a szent és a profán szétválását vetíti előre. *Aquinói Szt. Tamásban* a keresztény filozófia csúcspontját érte el. Ő elkerülte a tiszta teologizmust, ugyanúgy a pusztá racionalizmust is; egy nagy egység lebegett előtte. Amikor a profán felé való eltolódás kezdetei mutatkoztak, egyházi részről is ellenállás jelentkezett, ezzel éppen ellenkező hatást váltott ki. Az előbb jelzett egyensúly megbomlott. Így például Párizs érseke, *Etienne Tempier* 1270-ben elítélte Arisztotelész egyes tételeit, holott *Szt. Tamás* igyekezett Arisztotelészt beépíteni a keresztény filozófiába. Így az univerzálék vitája (nominalizmus-realizmus) nem csendesedett [5].

Új momentumként rá kell mutatni a keresztény deszakralizációra, ami részben ószövetségi gyökerekre vezethető vissza. A pogány mitológia istenei benépesítették az ember világát; ligetek, fák, erdők, források istenei, sőt ide tartozik a kozmikus tárgyak kultusza, a Hold, Nap és a csillagok. A keresztény deszakralizáció kimondja, hogy Isten külön áll a világtól és egyedül tartja azt fenn. A világ egészen világi, Isten

egészen isteni. Ily módon a világ szabadon kutatható, a megismerés tárgya lehet dogmatikus megszorítások nélkül. Visszatérve az ószövetségi gyökerekre, a babiloni fogság idején az említett pogány kultusz behatolt a nép közé. Illés és Jeremiás próféták szenvedélyesen ostromozták és bálványimádásnak nevezték. Illés próféta szavai: „A szélvészben nincs az Úr, a földrengésben nincs az Úr, a tűzben nincs az Úr.” Itt jól mutatkozik a világ és Isten szétválasztása. Kétezer évvel később figyelemre méltó *Kepler* meglátása a természet megragadását illetően, amelyet alapvető művében, a *Mysterium Cosmographicum*ban fejt ki, miszerint az emberi szellem a mennyiség segítségével ragadja meg a természetet. Ezt írja: „A világ alkotóeleme a mennyiség, s az emberi szellem semmit sem fog fel olyan jól, minek felismerése nyilvánvalóan teremtett.” A mennyiség így fogalmi meghatározás kiinduló pontja, általa mintegy létbe emelődnek a dolgok.

Újabb jelenséget említünk az egyház és a tudomány kapcsolatára nézve. A modern ember számára a táguló Világegyetem közhely. Ennek tudományos megalapozását, világképi megformálását – többek között – három jelentős személynek köszönhetjük: *Einstein*, *Lemaître* és *Hubble*. *Lemaître* belga katolikus pap és fizikaprofesszor mutatott rá az orosz *Friedmann*-nal együtt Einstein gravitációs egyenleteinek diszkussziója alapján egy táguló Világegyetem lehetőségére (1927). *Hubble* e hipotézist igazolta a galaxisok vöröseltolódásának a Földtől mért távolság függvényében való megmérésével [6].

Mégis, mindezeknek ellentmondani látszik a Galilei-per (1633). *Bolberitz Pál* katolikus teológus is foglalkozik ezzel a kínos ügygel. Azt írja, hogy ez a dátum mintegy az egyház és a modern tudomány szétválásának dátuma. Galilei elítélésének alapja, ahogy *Bolberitz* nyilatkozik [7]: „Úgy látszott, hogy az eddigi világkép tagadása egyben a Szentírásnak és a kereszténység alaptételeinek a tagadását is jelenti.” Érdekes, Galilei többször kijelentette, hogy állításai nem mondanak ellent a Szentírásnak. Végül is az új szemlélet alappillérei, hogy a Földet nem helyezi középpontba és a kozmosz határtalan, egyben nem hierarchikusan rendezett. Figyelemre méltó, hogy ezeket már *Nicolaus Cusanus* is állította Galilei előtt. Azóta, a Galilei-per hatására is az egyház és a természettudomány kölcsönösen egymásra hatva egy tisztulási folyamaton ment keresztül és nem a végleges szétválás felé. Közös kérdésfeltevésre sarkall a kozmikus lét drámaisága, ahogy a természettudomány ma élénk tárja.

Az eddig hivatkozott szemelvényekből nem az látszik, hogy az egyház hatalmi eszközökkel korlátozta volna a természettudományt, inkább vitapartnerként tekintette az új szemlélet képviselőit.

Folytatva a gondolatmenet fő irányát, *Kant* (1724–1804) fogalmazta meg az objektív létezés kérdését más oldalról. Először is kijelenti, hogy racionális metafizika nem létezik, mint a skolasztikában. Egyben kijelenti, hogy a tudatnak vannak úgynevezett regulatív eszméi, amelyek feladatokat rónak az emberre, így egy kötelező etikát határoznak meg. Ezzel a metafizi-

ka mint az Értékek metafizikája újra megjelenik. Másrészt a régi filozófia a dolgok felől közeledett az észhez, a Kant szerinti verzióban a ráció felől közeledünk a dolgok világához, kifejezvé azt, hogy mindig csak az ész által formált alakban ismerhetjük meg a dolgokat és nem önmagukban, hiszen a tapasztalatot a tudat dolgozza fel. Ezután távolodik el a pozitívizmustól, amikor kimondja, hogy a dolgok önmagukban is léteznek, csak egyetlen megismerési aktusban nem fogjuk fel azokat. Így a megismerés Kant szerint tapasztalattal és észtevékenységgel kezdődik és az értelem ítéletalkotásában szintetizálódik. Az értelem viszont rendelkezik e szintézishez szükséges rendező elvekkel. Ezek az a-priori elvek (elvévelünk született elvek), így a kauzalitás, az okság elve is. Ezek segítik a tapasztalatot, az empiriát, vagyis az a-posteriori elemeket az ész számára rendezni. Végül állítja a dolgok embertől független létezését és ezt a szférát egy nagy jelentőségű terminus technikussal jelöli, ez a Ding an sich. Szinte újra visszanyeri az ember egzisztenciájának biztonságát! A kauzalitás is újra visszakapja létjogosultságát. Differenciáltabb formában, a Heisenberg-relációkat nem ellentételezve, a kvantummechanikában is újra fogalmazták az események valószínűségének bevonásával, szigorú matematikai alapokon, így megszabadulva a kvantummechanika kezdeti pozitivistá értelmezésétől. Kant mint természettudós is nagy jelentőséget tulajdonított a matematikának. A tudat leképezi a valóságot és a matematika által még predikciót is lehetővé tesz. Kant így magasztalja a matematikát: „Ich behaupte, dass in jeder besonderen Naturlehre nur so viel eigentliche Wissenschaft angetroffen werden könne, als darin Mathematik anzutreffen ist.” (Állítom, hogy minden egyes természettudomány valójában csak annyi tudományt tartalmaz, amennyiben abban matematika található.)

Számomra a megvilágosodás erejével hat *Max Planck* (1858–1947) megfogalmazása, amikor a természettudomány feladatáról és filozófiai értelmezéséről nyilatkozik. Ezt most szó szerint idézzük [8].

„A következetesen keresztülvitt pozitívizmus tagadja az objektív, azaz a kutató egyéniségétől független fizika fogalmát és szükségszerűségét. Kénytelen ezt tenni, mivel elvileg nem ismer el más valóságot, mint az egyes fizikusok élményeit. Felesleges mondanom, hogy ezzel a megállapítással a kérdés (hogy tudni illik elegendő-e a pozitívizmus a fizika tudományának felépítéséhez) egyértelmű választ nyert; mert egy tudomány, amely maga elvben lemond az objektivitás követelményéről, kimondja magáról az ítéletet. Az alap, amelyet a pozitívizmus a fizikának nyújt, szilárdan megalapozott ugyan, de túl keskeny, meg kell toldani; ennek jelentősége abban áll, hogy a tudományt lehetőleg meg kell szabadítani olyan véletlenektől, amelyek az egyes emberekkel kapcsolatban bekerülhetnek. Ez pedig nem formális logikai, hanem a józan értelem nyújtotta, elvileg metafizikai lépés útján történik meg. Ez pedig egy hipotézis, amely szerint nem maguk az élményeink alkotják a világot; ezek csupán hírnökei egy másik világnak, amely mö-

göttük áll és tőlünk független, más szóval létezik reális külvilág... Mindenesetre most új ismeretelméleti nehézség bukkan fel. Abban ugyanis a pozitívizmusnak mindig igaza lesz, hogy a megismerésnek nincs más forrása, mint az érzetek. Az egész tudományos fizika sarkalatos pontját e két mondat alkotja: Létezik a reális, tőlünk független külvilág és: A reális külvilág közvetlenül nem ismerhető meg. Ezek azonban némiképp ellentétben állnak egymással és így azonnal felszínre kerül az irracionális elem, amely a fizikához épp úgy hozzátapad, mint bármely más tudományhoz, és abban nyilvánul meg, hogy valamely tudomány sohasem képes feladatát teljesen megoldani.”

Irodalom:

1. F. Nietzsche: *Válogatott írások*. Gondolat kiadó, Budapest (1984) 209. old.
2. Jáki Szaniszló: *A tudomány és vallás kapcsolatának ábécéje*. Kairosz kiadó, Budapest, 2007.
3. Kecskés Pál: *A bölcsélet története*. Szent István Társulat kiadó, Budapest, 1981.
4. Mircea Eliade: *Vallási hiedelmek és eszmék története, III*. Osiris kiadó, Budapest (1996) 175. old.
5. Lásd 4., 165. old.
6. Horváth Dezső: A világ keletkezése: Ósrobbanás = teremtés? *Fizikai Szemle 60/7–8* (2010) 217–223.
7. Bolberitz Pál: *Lét és Kozmosz*. Ecclesia kiadó, Budapest (1985) 181. old.
8. Max Planck: *Válogatott Tanulmányok, II*. Gondolat kiadó, Budapest, 1965.

A FIZIKA TANÍTÁSA

TERMOAKUSZTIKUS HANGHATÁS VIZSGÁLATA RIJKE-CSŐ SEGÍTSÉGÉVEL

Beke Tamás

Nagyasszonyunk Katolikus Általános Iskola és Gimnázium, Kalocsa

Iskolánkban néhány évvel ezelőtt elindítottunk egy termoakusztikához kapcsolódó projektfeladatot, amelyben a gimnazista diákok megismerkedtek a termoakusztika alapfogalmaival, és méréseket végeztek különböző Rijke-csővel. A termoakusztikus projektben az alapfogalmak megértésére fektettük a hangsúlyt; csak néhány képletet használtunk, olyanokat, amelyek a középiskolai fizika tanítás során is előkerülnek. A projektfeladat néhány részletét már bemutattam [1]; itt csak azokat a részeket írom le újra, amelyek a folyamat megértéséhez szükségesek.

Mivel foglalkozik a termoakusztika?

A termoakusztika a hő hatására létrejövő hanghatást vizsgálja; a termoakusztika fontos szerepet játszik számos technikai alkalmazásban [2].

A Rijke-cső egy mindkét végén nyitott cső, amelynek belsejében egy fémrácsot helyeznek el. Ha a rácsot felmelegítjük, akkor bizonyos esetekben a cső hangot bocsát ki. A Rijke-cső az egyik legegyszerűbb termoakusztikus eszköz [3].

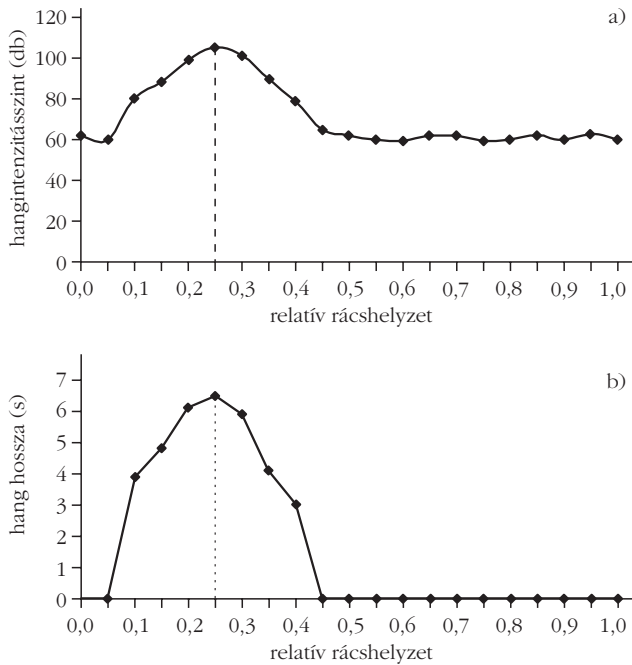
Termoakusztikai instabilitásnak nevezzük, ha egy termodinamikai rendszerben a nyomás oszcillációja párosul az egyenetlen hőátadással; a fűtött rendszerben a kialakuló hang olyan oszcilláló hőátadást eredményez, ami a hangrezgéseket felerősíti. Ha a termikus rendszer által kibocsátott hő függ a nyomás és a rendszerben áramló gáz sebességének fluktuációjától, akkor egy visszacsatolási hurok jön létre, ami „destabilizálhatja” a rendszert. A Rijke-cső esetében a sebes-

ség és a hőmérséklet fluktuációja játszik szerepet a termoakusztikus instabilitás kialakulásában.

A Rijke-csőekben alapvetően két különböző típusú fűtést szoktak alkalmazni: gázlángos vagy elektromos fűtést. A gázlángos fűtés megvalósítása sokkal egyszerűbb, viszont kevésbé kontrollálható; az elektromos fűtés ezzel szemben nehezebben megvalósítható, de jobban szabályozható. A dolgozat célja a Rijke-csővel végzett termoakusztikus kísérletek népszerűsítése, ezért most csak a gázfűtésű Rijke-csővel foglalkozom. A mérések során különböző Rijke-csővel dolgoztunk. Alumínium-, acél-, réz- és üvegcsőket is használtunk; egy-egy tanulói csoport vizsgálta az egyes csövek viselkedését.

A mérésorozat

A Rijke-csőek alapesetben függőleges helyzetben voltak. (A következőkben az L hosszúságú Rijke-cső hosszanti tengelyét x tengelynek nevezzük. Az $x = 0$ a cső alját, az $x = L$ a cső tetejét jelenti.) Egy adott cső esetén először a cső aljánál helyeztük el a rácsot, majd adott teljesítménnyel adott ideig melegítettük a rácsot, ezután kihúztuk a gázégőt és figyeltük, hogy keletkezik-e hang. A továbbiakban a melegítés idejét növeltük (körülbelül másodperces ugrásokkal), majd ezt követően növeltük a gázégő teljesítményét is. Ha egy adott rácshelyzetnél megvizsgáltuk a különböző fűtőteljesítményekhez és fűtési időkhöz tartozó eseteket, akkor egy kicsivel feljebb toltuk a rácsot és elől kezdtük a tesztelést.

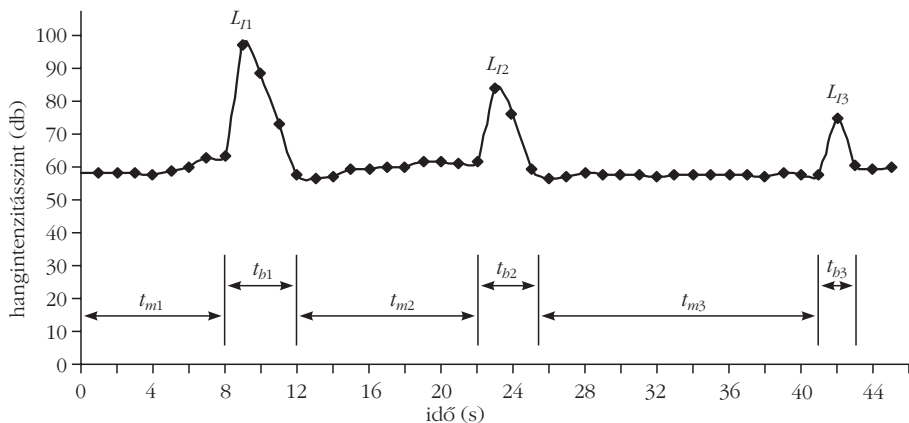


1. *ábra.* A relatív rácshelyzet $x_r/L = 0,25$ esetén lesz a hangintenzitásnak és a kibocsátott hang hosszának is maximuma. a) Hangintenzitás a relatív rácshelyzet függvényében. b) Kibocsátott hang hossza a relatív rácshelyzet függvényében. (A 470 mm-es rézcsőben az égőteltjesítmény mintegy 350 W volt. A körülbelül 60 dB-es hangintenzitás az alapzajnak felelt meg.)

A kísérletek során több, különböző méretű, anyagú és „szövésű” dróthálót is kipróbáltunk. Legjobban egy „közepesen sűrű szövésű” rácst vált be a kísérleteinkhez, amely magas olvadáspontú acéldrótokból állt. Ez a rácst általában jó néhány melegítést is kibírt károsodás nélkül, míg a többi rácst, amelyek másfajta acélból készültek, sokkal gyakrabban „szétégték”, elrepedeztek.

A rácst helyzetét tekintve a függőleges helyzetű cső alsó végétől indultunk és minden mérésorozatot követően fokozatosan egyre feljebb helyeztük el a rácst (köriből 1-2 cm-es ugrásokkal). A kibocsátott hang hossza és intenzitása is fokozatosan nőtt, amíg el nem értünk a cső negyedrézének közelébe. Az $x_r = L/4$ rácshelyzet körül található mind a hangintenzitás,

2. *ábra.* A kibocsátott hang intenzitása és hossza is csökken, ha nem hagyjuk visszahűlni a csövet. A rácst a 400 mm-es üvegcső negyedrézénél helyezkedett el, az égőteltjesítmény körülbelül 270 W volt. (Ebben az esetben az egyik kísérlet után rögtön végrehajtottuk a következő mérést.)



mind a hanghossz maximuma (1. *ábra*). A 60 dB-es hangintenzitás az „alapzajnak” felelt meg, ugyanis a gázégőnek és a konvekciós áramlásnak is van hangja. Ha a Rijke-cső megszólalt, akkor a hangintenzitás szint legalább körülbelül 80 dB-re emelkedett, de gyakran 100 dB feletti értékeket is mértünk.

A cső visszahűtésének szerepe

Amikor azonos égőteltjesítmény mellett egy határon túl növeljük a melegítés t_m időtartamát és a mérések közben nem hagyjuk kihűlni a Rijke-csövet, akkor a kibocsátott hang L_i intenzitás szintje és a hang t_b időtartama is csökken (2. *ábra*). A cső belseje ilyenkor egyre forróbb lesz, ezért egyre kisebb a hőmérsékletkülönbség a rácst és a cső között. Mivel csökken a köztük lévő hőmérsékletkülönbség, ezért a Newton-féle hőtadási törvény értelmében csökken a rácst és a csőben áramló levegő közötti hőtadás.

Ha egy adott rácshelyzet esetében a cső hangot bocsát ki, és ezután még tovább növeljük a rácst fűtőteltjesítményét, akkor egy idő után csökken a hanghossz időtartama, mivel a cső egyre melegebb lesz, és így csökken a rácst és a cső közötti hőmérsékletkülönbség. A cső felforrósodása jelentősen befolyásolta a kapott értékeket, ezért a kísérletekben minden mérés után vártunk, hogy a rácst és a cső nagyjából szobahőmérsékletre visszahűljön.

Hangkibocsátás a gázégő teljesítményének függvényében

Függőleges Rijke-cső, alsó rácshelyzet

A fűtőteltjesítményt és a melegítés idejét külön-külön fokozatosan növelve egy optimális ponthoz jutunk, ahol a leghosszabb ideig hallható a csőben keletkező hang. Még tovább növelve a teljesítményt – egy idő után – nem csupán csökkent a hang hossza, hanem teljesen megszűnt a hangkibocsátás. E jelenség oka több is lehet: egyfelől a nagy gázégő-teljesítmény maga után vonja a csőben áramló levegő sebességének növekedését, az áramlás akár turbulenssé is válhat, ez akadályozza a hanghullámok kialakulását, másrészt a „túl nagy” teljesítményű láng szétolvasztja a rácst, ezáltal megszűnik a hangot keltő „energiaforrás”.

Ha a rácst fokozatosan toltuk felfelé, a cső negyed része és a fele közé helyeztük (azaz $L/4 < x_r < L/2$), akkor fokozatosan csökkent a kibocsátott hang intenzitása és hossza is (1. *ábra*). A cső felének közelében eljutunk egy olyan ponthoz, ahol már nincs hangkibocsátás.

Ha a rácst fokozatosan toltuk felfelé, a cső negyed része és a fele közé helyeztük (azaz $L/4 < x_r < L/2$), akkor fokozatosan csökkent a kibocsátott hang intenzitása és hossza is (1. *ábra*). A cső felének közelében eljutunk egy olyan ponthoz, ahol már nincs hangkibocsátás.

Függőleges Rijke-cső, felső rácshelyzet

A kutatók egy része azt állítja, hogy felső rácshelyzet esetén (azaz $x_r > L/2$) nem keletkezhet hang a Rijke-csőben. A legtöbb cső esetén tényleg nem tapasztaltunk hanghatást felső rácspozíció esetén. A 768 mm hosszúságú alumíniumcső esetén viszont néhány esetben mégis keletkezett hang, annak ellenére, hogy a rács a cső felső felében – $x_r = 0,65L$ környékén – helyezkedett el. Előfordult olyan eset, amikor csak halkán lehetett hallani a kibocsátott hangot (körülbelül 75 dB volt az intenzitás szint), de néhány esetben a cső nagyobb intenzitású (körülbelül 90 dB), rövid ideig tartó (körülbelül 1,5-2,5 s) hangot bocsátott ki. Sajnos a jelenség nem volt jól reprodukálható, csak néhányszor sikerült megszólaltatni a csövet, de a legtöbb esetben nem. Szerencsére számítógéppel rögzítettük, ezért később elemezni tudtuk a (néha) megszólaló hangot.

Vízszintes helyzetű Rijke-cső

Vízszintes csőhelyzetben, alapesetben – külön légáramoltatás nélkül – nem keletkezik hang, mivel a levegőnek nincs természetes konvekciós áramlása, úgy is mondhatjuk, hogy nem működik a „kéményhatás”, nyomásoszcilláció sem alakul ki. Más a helyzet, ha – például egy porszívó segítségével – külön légáramlást biztosítunk a csőben. Ekkor már keletkezhet hang, méghozzá nagyjából hasonlóan ahhoz, ahogy a cső függőlegesen helyezkedik. Az $x_r = L/4$ hely közelében van a rács optimális helyzete.

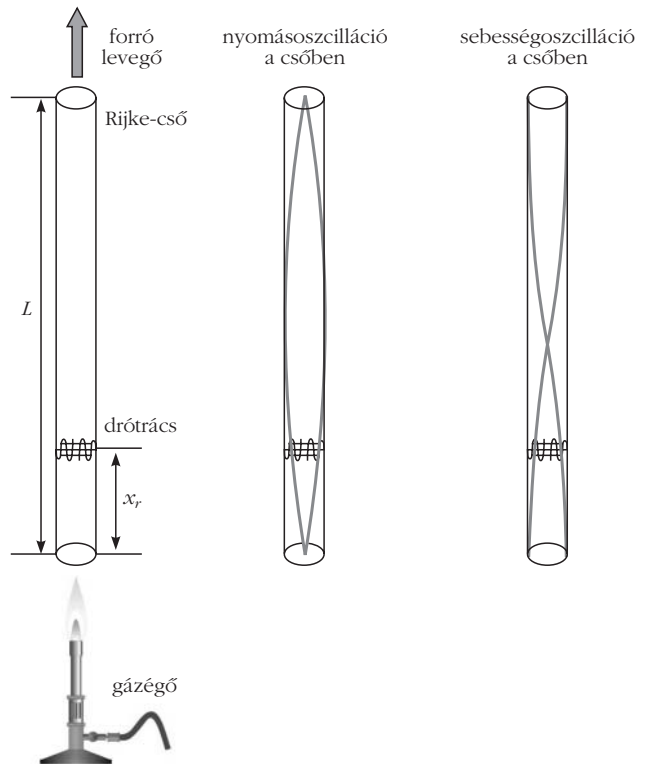
Vízszintes csőhelyzet esetén is tapasztaltuk, hogy még az optimális ($x_r = L/4$) rácshelyzet esetén is jelentkezik a hőteljesítményben a felső küszöbhatás. Ha a gázégő teljesítményét fokozatosan növeltük, miközben a légáram-intenzitás maximális volt, egy bizonyos érték felett már nem szólalt meg a Rijke-cső. Ha még ezután is tovább növeltük a teljesítményt, akkor egyszerűen szétolvadtak a rácsok.

A tapasztalt jelenségek magyarázata

Eddigiekben bemutattam a gázlángos kísérleteink eredményeit; az alábbiakban megpróbálom egyszerű, akár középiskolai szinten is megérthető magyarázatot adni a megfigyelt jelenségekre.

Állóhullámok a csőben

Egy mindkét végén nyitott csőben energiaközlés hatására akusztikus állóhullámok alakulhatnak ki. (Az állóhullám két, ellentétes irányban haladó longitudinális hanghullám eredője.) A gáz a cső minden részén váltakozva összenyomódik és kitágul. Álló hanghullámok kelthetők a csőben olyan energiaforrás segítségével, amelynek teljesítményét a hang modulálni képes. Ha az energiaközlés megszűnik, akkor az előzőleg keltett hang is előbb-utóbb elhal, mivel



3. ábra. A Rijke-csőben az akusztikus nyomás és sebesség szemléltetése (alapharmonikus eset).

súrlódás lép fel a cső falánál és energia távozik a cső nyitott végénél is.

A Rijke-csőben keletkező állóhullámok esetén a p' nyomásfluktuációnak csomópontja van a cső végénél, ugyanitt az u' sebességfluktuációnak duzzadóhelye van; a nyomásfluktuációnak duzzadóhelye van a cső közepénél, ugyanitt a sebességfluktuációnak csomópontja van (3. ábra). A fűtött rács közelében az akusztikus nyomásban, a sebességben és a hőmérsékletben is van valamekkora ugrásszerű változás, de ezt most – az egyszerűség kedvéért – elhanyagoljuk.

A csövek által kibocsátott hang frekvenciaspektrumát Audacity programmal vizsgáltuk. A csőben keletkező hang függ a Rijke-cső L hosszától. A hullámtan szerint a cső hossza az l hullámhossz felének egész számú többszöröse. A kialakuló hangrezgés frekvenciája:

$$f = \frac{v_b}{\lambda} = \frac{v_b}{2L} n, \quad (1)$$

ahol n a harmonikusok száma ($n = 1$ -et nevezzük alapharmonikusnak), v_b a közegbeli hangsebesség.

A Rijke-csőben a hangsebesség függ a hőmérséklettől:

$$v_b = \sqrt{\left(\frac{c_p}{c_v} - 1\right) c_p T}, \quad (2)$$

ahol c_p a levegő állandó nyomáshoz, c_v a levegő állandó térfogathoz tartozó fajhője, T pedig a levegő abszolút hőmérséklete.

Az egyszerűség kedvéért feltételezhetjük, hogy az akusztikus módusok (sajátrezgések) függetlenek egymástól. A valóságban lehet bizonyos csatolás a sajátrezgések között.

A függőleges csőben a levegő mozgása két részből tevődik össze. A gázláng hatására felforrósodott levegő „kitágul”, sűrűsége csökken és felfelé kezd áramlani (konvekciós áramlás, amit „kéményhatásnak” is szoktak nevezni). Ehhez járul még a kialakuló longitudinális hullám; a konvekciós áramlásra egy állóhullám szuperponálódik.

Egy fél vibrációs ciklusban a levegő a cső mindkét végéből a belsejébe áramlik, amíg a nyomás el nem éri a maximumot. A következő félciklusban a levegő kifelé áramlik egészen addig, amíg a nyomás el nem éri a minimumot. A levegő áthalad az előzőleg felfűtött fémhálón és a felforrósodott hálótól tovább nő (nöhet) a levegő nyomása. A periódus első felében a levegő felfelé áramlásánál a háló már forró, de a körülötte lévő levegő még nem. Mielőtt a nyomás elérné a maximális értéket az áramló hidegebb levegő egy része érintkezésbe kerül a hálótól és nyomása megnövekszik, ez felerősíti a vibrációt. A következő félciklusban, amikor a nyomás csökken, a rács feletti meleg levegő lefelé áramlik, keresztül a hálón, amely még forró, ezért a nyomásban alig történik változás, gyakorlatilag szinte nincs hőátadás, vagy csak kisebb értékű [4]. Az egész akusztikus ciklust tekintve a rendszer visszacsatolása pozitív, felerősítő állóhullámot kapunk. A gáz a cső minden részén váltakozva összenyomódik és kitágul, longitudinális levegőoszilláció, azaz hang alakul ki.

A keletkezett hang hatására a rácson keresztüláramló levegő sebessége oszcillál, a rács hőmérséklete is oszcillál, ami a környező levegő nyomásának oszcillációját eredményezi, így a hanghatás fennmarad, de csak addig, amíg a rendszerből folyamatosan távozó energia miatt a folyamat le nem áll. Az energiaveszteségek miatt a hanghatás néhány másodperc múlva megszűnik.

A hőátadás a forró rács és az áramló levegő között az akusztikus ciklus egyik felében nem ugyanakkora, mint a ciklus másik felében [4]. A \dot{Q} hőteljesítményt két részre oszthatjuk, egy átlagos \dot{Q}_0 részre és egy időben változó \dot{Q}' részre, amelynek egy periódusidőre vett átlaga nulla:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_0 + \dot{Q}' \quad (3)$$

A csőben lévő p nyomás szintén két részre bontható:

$$p = p_0 + p' \quad (4)$$

ahol p_0 az átlagos nyomás, p' az időben változó komponens. A p' oszcillációs nyomás maximuma a cső középpontja közelében van, a cső nyitott végeinek közelében minimális az értéke, azaz p' értéke az $x = 0$, illetve az $x = L$ helynél közelítőleg zérus (3. ábra).

A csőben áramló részecskék u sebessége is két részből tevődik össze:

$$u = u_0 + u' \quad (5)$$

ahol u_0 az átlagos sebességet, u' pedig az időben változó részt jelöli.

Az akusztikus ciklus egyik felében u_0 és u' egyirányúak, és a hőforrás kapcsolatba kerül a friss hidegebb levegővel, ilyenkor a rács és az áramló levegő közötti hőközlés növekszik [4]. A ciklus másik felében a hőközlés csökken, mivel u_0 és u' ellentétes irányúak, így a légáramlás eredő sebessége csökken, kevesebb levegő áramlik át a rácson; ha az alapáramlás sebessége kisebb, mint u' , akkor a hőforrást körülveszi egy „előmelegített” légréteg, amely csökkenti a hőátadást a ciklus ezen felében.

Rayleigh-feltétel

Lord Rayleigh szerint, egy akusztikus ciklust tekintve, ha hőt közlünk ($\dot{Q}' > 0$) az összenyomási félciklusban ($p' > 0$); vagy hőt vonunk el ($\dot{Q}' < 0$) a tágulási félciklusban ($p' < 0$), akkor hanghullám keltethető, illetve tartható fenn [5]. Matematikai formában a Rayleigh-kritérium az I Rayleigh-integrállal fejezhető ki:

$$I = \frac{1}{T_c} \int_{t_0}^{t_0 + T_c} p' \dot{Q}' dt \quad (6)$$

ahol T_c a periódusidő, p' a hangnyomás, \dot{Q}' hőteljesítmény fluktuációja, t pedig az idő. (A középiskolások az egyszerűség kedvéért tekinthetnek az integrálra úgy, mint egy szummázásra, ahol a dt tulajdonképpen a nagyon-nagyon kicsi Δt időt jelenti.)

A csőben a gázláng által felforrósított rács nem egyenletesen melegíti a környezetét. A csőben áramló levegő periodikus mozgásának következtében a hőátadásban is periodikus jellegű fluktuáció figyelhető meg. Ha a hőforrás a cső alsó felében van, akkor – alapharmonikus esetén – a \dot{Q}' hőteljesítmény-fluktuáció és a csőben lévő p' gáznyomás-oszcilláció közel azonos fázisban van, a hőátadás fluktuációjának egy része erősíti a részecskék elmozdulását, hanghullámot generál (ekkor $I > 0$ az alapharmonikusra). Ellenkező esetben, ha a hőforrás a cső felső felében van, akkor – alapharmonikus esetén – \dot{Q}' és p' ellentétes fázisban vannak, azaz nem gerjesztődik hang (ekkor $I < 0$ az alapharmonikusra). Ha a hőforrást a cső közepéhez helyezzük, akkor elméletileg sem erősítés, sem gyengítés sincs a hullámban ($I = 0$), a gyakorlatban mi sem tapasztaltunk hanghatást.

A Rayleigh-kritérium szerint, ha $I \leq 0$, akkor vagy eleve nem is keletkezik hang, vagy, ha volt hang, akkor az gyengülni fog és megszűnik. A rendszerben ugyanis a veszteségeket (viszkózitás, hangsugárzás) is fedezni kell. Épp ez az oka annak, hogy a fűtésnek van egy küszöbteljesítménye, ami alatt a hang meg se szólal, pedig a fázisok „rendben” vannak és $I > 0$. Tehát csak egy küszöbérték felett számíthatunk hanghatásra, azaz, ha $I \geq I_{\text{küszöb}} > 0$.

Ha a dróthálót a függőleges cső felső felében helyezzük el, akkor – alapharmonikus esetén – a hőközlés és a nyomás oszcillációja ellentétes fázisban vannak egymáshoz képest. A felmelegített rács a nyomás csökkenésekor érintkezik az alulról bejövő hideg levegővel, vagyis épp ellentétes fázisban történik a gerjesztés, mint ahogy az alapharmonikus rezgés végbemegy. Ez azt jelenti, hogy a rendszer visszacsatolása negatív, a stacionárius feláramlás stabil marad. Ezért az alapharmonikus nem gerjesztődik, ha $x_r > L/2$. A felharmonikusok gerjesztésére viszont elméletileg van lehetőség, ezért „elméletileg” felső rács helyzetben is lehet hangkibocsátás. A „hangvesztések” arányosak a keletkező hang frekvenciájával, a magasabb harmonikusok gerjesztése ezért nehezebb. (Felső rács helyzet esetén tehát csak a felharmonikusok gerjesztése lehetséges, ami sokkal nehezebb, nekünk is csak néhány esetben sikerült. Felső rácspozícióban nehéz megtalálni azt a lángteljesítményt, amely valamelyik felharmonikust gerjeszti, de a rács még nem olvad szét.)

A küszöbhatás magyarázata

A kísérletek során több paraméter esetén is küszöbszerű viselkedést tapasztaltunk, azaz csak bizonyos paraméter-tartományokban sikerült a Rijke-csőveket megszólaltatni.

Küszöbhatás a rács helyzet esetén

A függőleges Rijke-cső legaljához helyezett, felmelegített rács esetén a cső nem bocsát ki hangot. Ha a rácsot fokozatosan egyre feljebb toljuk – és kellően nagy hőteljesítményt alkalmazunk –, akkor előbb-utóbb megszólal a cső. A cső negyedrésze tájékán van a hangintenzitás maximuma. Ha még feljebb toljuk a rácsot, akkor fokozatosan csökken a kibocsátott hang hossza és intenzitása is, a cső fele tájékán megszűnik a hanghatás. Tapasztalataink szerint, közelítőleg a $0,1L \leq x_r \leq 0,4L$ rácspozícióknál gerjeszthető az alapharmonikus (3. ábra). Ennek oka az lehet, hogy ebben a rácspozíció-tartományban a hőteljesítmény fluktuációja és a nyomás fluktuációja közel azonos fázisban van, így a rendszer visszacsatolása pozitív.

Küszöbhatás a rács átteresztőképessége esetén

Különböző átteresztőképességű rácsokat is kipróbáltunk a kísérletek során. Sem a nagyon kicsi, sem a nagyon nagy átteresztőképesség esetén sem tapasztaltunk hanghatást.

A drótháló átteresztőképessége hatással van a csőben a légáramlásra és a hőátadásra is. Ha nagy a drótrács átteresztőképessége – ami akkor fordul elő, ha kicsi a drótháló felülete, azaz ritka a drótháló szövése –, akkor nagy lehet a légáram intenzitása, de kicsi az a felület, ahol a levegő érintkezik a felfűtött drótokkal, ezért a Newton-féle hőátadási törvény szerint kisebb mértékű a háló és az áramló levegő között a hőátadás. Ellenkező esetben, ha kicsi a drótrács átteresztőképessége (sűrű a drótháló szövése), akkor

kicsi a háló „szabad légáteresztő” felülete, ilyenkor a nagy rácsfelület miatt nagyobb mértékű lehetne a háló és az áramló levegő között a hőátadás, de a légáram intenzitása kicsi, ezért mégsem tud a háló elég energiát átadni a levegőnek. Ezek alapján sem a nagyon ritka, sem a nagyon sűrű szövésű dróthálók sem felelnek meg. (A kvantitatív eredmények most nem annyira fontosak, ebben a cikkben ugyanis csak a jelenségek megértésére koncentráltunk.)

Küszöbhatás a fűtési idő esetén

Ha olyan rácspozícióban vagyunk, ahol a cső gerjeszthető, és csak 1-2 másodpercig melegítjük a rácsot, majd a gázégőt visszahúzzuk, akkor a cső nem bocsát ki hangot. Ennek oka az, hogy ilyenkor a rács nem tudott kellően magas hőmérsékletűre melegedni, ezért nem tud elég energiát átadni a környező levegőnek. Tapasztalataink szerint legalább 3-4 másodperc melegítés szükséges a gerjesztéshez, és 5-10 másodperc melegítés esetén lesz a hangintenzitás szint a maximum környékén, mert ilyenkor a rács kellően felforrósodik, a csőben lévő levegő és a cső viszont még nem lesz annyira meleg, ezért nagy a hőmérséklet-különbség a rács és a környezete között, ami növeli a hőátadás mértékét. Ha a rácsot nagyon hosszú ideig melegítjük a csőben, majd visszahúzzuk a lángot, akkor nincs hangkibocsátás; ugyanis ebben az esetben gyakorlatilag az egész cső belsejében majdnem azonos a hőmérséklet, a rács nem tud energiát átadni a környezetének.

Küszöbhatás a fűtési teljesítmény esetén

Ha olyan rácspozícióban vagyunk, ahol a cső gerjeszthető, és nagyon alacsony a hőteljesítmény, akkor a cső nem szólal meg, mivel a rács nem tudott kellően magas hőmérsékletűre melegedni. A fűtőteljesítményt fokozatosan növelve eljutunk egy olyan küszöbértékhez, ahol a cső hangot bocsát ki. A rendszerbe bevitt energia ekkor már elegendő ahhoz, hogy a rendszerből távozó energiát pótolja. Ha fokozatosan növeljük a hőteljesítményt, akkor eljutunk egy olyan „tartományba”, ahol a kibocsátott hang hossza és intenzitása is nagyjából maximális, ha még tovább növeljük a fűtőteljesítményt, akkor a hang hossza és intenzitása is csökkenni kezd, majd eljutunk egy olyan pontra, ahol megszűnik a hanghatás. Ennek oka vagy az, hogy a nagy hőteljesítmény hatására az egész cső felforrósodik és nincs hőmérséklet különbség a rács és a környező levegő között; vagy egyszerűen elolvad a rács és megszűnik a hanghatást fenntartó „energiaforrás”.

Küszöbhatás a légáram-intenzitás esetén

Függőleges csőben, alsó rácspozíció esetén – ha kellően nagy a hőteljesítmény – a Rijke-cső megszólal. Ilyenkor a természetes konvekciós áramlás is elegendő a hanghatáshoz. Ha befedjük a cső száját, akkor a légáramlás megszűnik, a hanghatás is abbamarad. Vízszintes csőben külön légáramoltatás nélkül nincs hangkibocsátás. Ha a vízszintes csőben a változ-

tatható szívásteljesítményű porszívó segítségével fokozatosan növeljük a légáram intenzitását, akkor eljutunk egy olyan pontba, ahol a cső gerjesztődik. Ha tovább növeljük a légáram intenzitását, akkor egy darabig továbbra is gerjeszthető a cső, de elérkezünk egy olyan pontba, ahol megszűnik a hanghatás.

Függőleges cső esetén is jelentkezik ez a felső küszöb. Ha a függőleges Rijke-csőben felülről extra légáramot keltünk a porszívó segítségével, akkor a cső eleinte hangot bocsát ki; majd ha fokozatosan növeljük a légáram intenzitást, akkor a hang itt is megszűnik. Tehát a légáram-intenzitás esetében is van alsó és felső küszöbérték a hanghatás kiváltásában.

Ezen jelenségeknek az a közös magyarázata, hogy a hanghatás fenntartásához szükség van légáramra természetes, vagy mesterséges formában. Ha ez a légáram hiányzik, akkor hiába közlünk hőt a ráccsal, az csak a közvetlen környezetének tudja az energiát átadni. (Itt az egyszerűség kedvéért a hővezetés és a hőszugárzás hatását elhanyagoljuk.) A rács körül lévő levegő felmelegszik, de ezután a forró rács már nem tud több energiát a környező forró levegőnek átadni. A hang keltéséhez és fenntartásához folyamatos „energia-utánpótlásra” lenne szükség, mivel az állóhullám (ha kialakul) energiája csökken a sűrűlódás és a csővégeken fellépő hangszugárzás következtében. Ha nincs légáram, akkor vagy nem is keletkezik hang, vagy ha előtte volt hanghatás, akkor az hamarosan megszűnik.

Ha a légáram-intenzitás értéke túl magas, akkor az áramlás sebessége jelentősen növekedhet, ami nem kedvez a hanghullámok kialakulásának. A hangkeltés tulajdonképpen egy „zavarkeltés”, ami a közeget ki-

mozdítja az „egyensúlyi állapotából”; ez lehet például nyomásváltozás, vagy sűrűségváltozás. Az erős áramlás „elsodorja” ezt a „zavart” [6].

Összegzés

A diákokkal gázfűtésű Rijke-csővek hanghatását vizsgáltuk kísérletileg. Méréseink alapján megállapítottuk, hogy a cső hangkibocsátását a cső geometriai paraméterein kívül a rács helyzete, áteresztőképessége, a rácsra jutó hőteljesítmény, a rács hőmérséklete, a csővön átáramló légáram intenzitása határozza meg. Ezek a tapasztalatok jó összhangban vannak a mások által kapott eredményekkel. A tapasztalt jelenségeket elméleti szempontból is elemeztük.

Köszönetnyilvánítás

Az írás az ELTE Fizika tanítása PhD-program keretében készült. Köszönetem szeretném kifejezni a témavezetőnek, *Bene Gyulának*, aki hasznos tanácsokkal segített a cikk megírásában.

Irodalom

1. Beke T.: Termoakusztikus projektfeladat Rijke-cső vizsgálatára. *Fizikai Szemle* 59/7-8 (2009) 253-257.
2. Beke T.: Termoakusztikai érdekességek. *Fizikai Szemle* 61/5 (2011) 165-169.
3. P. L. Rijke: Notiz über eine neue art, die luft in einer an beiden enden offenen Röhre in schwingungen zu versetzen. *Annalen der Physik* 107 (1859) 339-343.
4. S. M. Sarpotdar, N. Ananthkrishnan, S. D. Sharma: The Rijke Tube – a Thermoacoustic Device. *Resonance* 8/1 (2003) 59-71.
5. Lord Rayleigh (J. W. Strutt): *The Theory of Sound* 2. (2nd ed.) Macmillan, London, 1896.
6. Bene Gy.: *Áramlások fizikája* (előadásjegyzet 8.) http://arpad.elte.hu/~bene/hidro/eloadas/8_eloadas/8_eloadas.html



Ez is a Kanári-szigetek!

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

VAN ÚJ A FÖLD FELETT

Keresd a fizikaiszemle.hu mellékletek menüpontjában!



FEKETETEST-SUGÁRZÁS ÉS ALKALMAZÁSAI

– napelemek, üvegházhatás, a Föld és más égitestek klímája

Hömöstre Mihály

Német Nemzetiségi Gimnázium, Budapest
Georg-Cantor-Gymnasium, Halle, Németország

A Földön végbemenő klimatikus változások tényét egyre kevesebben vitatják. E folyamatok természetes eredetűek, vagy az emberi tevékenység következtében alakultak ki, a klímakutatók számára sem egyértelmű. Középiszolás módszerekkel persze mi sem tudunk választ találni, viszont a légkör egyik alapvető funkciójáról, az üvegházhatásról már a gimnazista diákok körében is képet alkothatunk. A megismerési folyamatot *egyre finomodó modellekkel* hajtjuk végre. A modellrendszert a feketetest-sugárzásra alapozzuk, amelynek ismerete később is hasznos lehet a diákoknak. A cikk fő célja, hogy a fizikát tanító kollégáknak egyszerű és használható példákat adjon a címben említett aktuális témák középiszolai feldolgozásához.

Előkészítés

A cikkben bemutatott projektet egy németországi gimnázium, a hallei Georg-Cantor-Gymnasium 10. évfolyamának két osztályában hajtottuk végre az osztályok csillagászat tanárával, *Wolfgang Pannickével*. Az osztályok a fizika terén elég heterogén képet mutattak, a diákokkal való sikeres munkához lényeges a célok megfelelő szintű megfogalmazása és a tanulók motiválása.

Különösebb előismeretekre nincs szükség, a számítások során az egyik fontos eszközünk, az energiamegmaradás elve – természetesen – a legtöbb diák számára ismert fogalom. A napállandóval is többen találkoztak már, a napelemek kapcsán akár a hétköznapi életben is.

Az esetleg hiányzó alapfogalmak az első pár órában könnyen megismertethetők, ilyen lehet például a Földet elérő sugárzás, annak feketetest-sugárzással való közelítése, vagy a Wien-féle eltolódási törvény.

Célok megfogalmazása, motiváció

Alapvető cél annak megértése, hogy mely folyamatok eredményeképpen áll be a Föld hőmérséklete egy adott értékre. Nulladik modellezési lehetőségként elhagyjuk a Föld légkörét és csak az energiamegmaradást használjuk a bolygó hőmérsékletének kiszámításához. Első igazi modellünkben, ahol már van légkör is, az atmoszférára mint egy üvegházra gondolunk, ami a Földdel és a világűrrel termikus egyensúlyban van. A modell további finomításának irányába is teszünk lépéseket. Modellünket végül kiterjeszthetjük más bolygókra is.

Emellett érdekes cél lehet a napenergia-felhasználás jobb megismerése. Milyen tényezők befolyásolják a

hasznosítható napenergia értékét? Azt hinnénk, hogy az európai napenergia-felhasználás egyik legaktívabb országában ezekkel a kérdésekkel gyakran találkozunk az emberek és köztük hallei diákjaim is. A gyakorlat persze mást mutatott, így érdemes volt ezen sok milliós eurós üzletág fizikai alapjait kicsit megvizsgálni.

Minden függvénytáblázatban szerepel például a Nap, a Föld, valamint egyéb csillagok és bolygók felszíni hőmérséklete. A közvetlen mérés természetesen sokszor lehetetlen, még akár a Föld esetében is. De vajon honnan tudjuk ezeket? S vajon honnan tudják a tudósok különböző bolygókról, hogy az életre alkalmasak-e?

A megvizsgálandó területek mindegyikét megemlítettük, és az adott csoport érdeklődésétől függően helyeztük el a hangsúlyokat.

Feketetest-sugárzás, napsugárzás

A témák vázolója után meg kellett ismerkedni a már korábban említett feketetest-sugárzással és a Wien-féle eltolódási törvénnyel.

A feketetest-sugárzás egy idealizált test – az abszolút fekete test – sugárzása, így idealizált elméleti alapot ad az anyag és a sugárzás kapcsolatának vizsgálatához. Fekete test ideális formában sohasem fordul elő a természetben, de számos csillagászati objektum megközelítőleg fekete test.

Az ide vonatkozó ismereteket – a diákcsoporttól függően – közölhetjük csupán egy képlet, a Stefan–Boltzmann-törvény formájában:

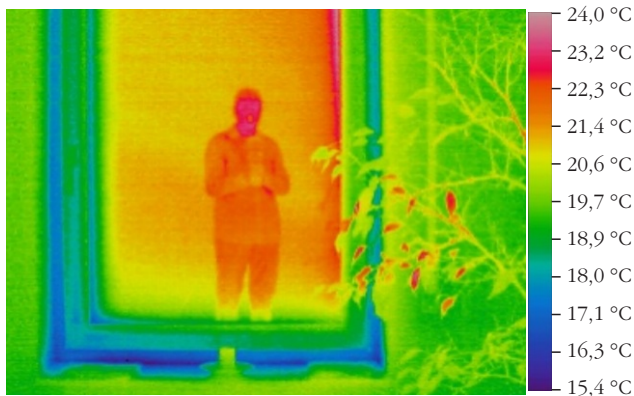
$$P = \sigma A T^4, \quad (1)$$

itt P a fekete test sugárzásának teljesítménye, σ a Stefan–Boltzmann-állandó (értéke $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$), A a sugárzási felület és T a sugárzó test hőmérséklete. Ha csoportunk felkészültsége megengedi, a Stefan–Boltzmann-törvényt le is vezethetjük dimenzióanalízis segítségével.

Másik fontos ismeret, amellyel a diákok még nem rendelkeztek, a Wien-féle eltolódási törvény. Ez egy egyszerű empirikus összefüggés egy adott test hőmérséklete és az általa kisugárzott elektromágneses sugárzás intenzitásmaximumának hullámhossza között.

$$\lambda_{\max} T = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ mK}. \quad (2)$$

Ennek alapján egy elég távoli test hőmérsékletét akár fényének elemzése segítségével is megállapíthatjuk (1. és 2. ábra).



1. ábra. Épületrész hőtérképe. (Forrás: <http://www.bau-sv.de/thermographie/thermo-5/thermo-5.html>)

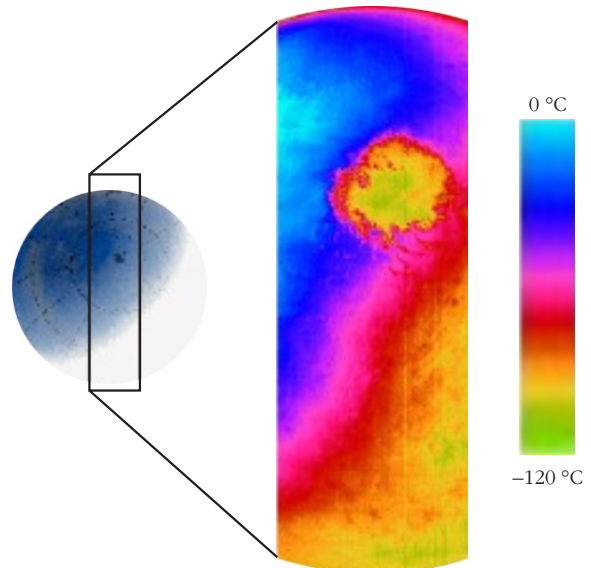
Ezután megvizsgáltuk a Nap sugárzását, összehasonlítva egy fekete test sugárzásával. A 3. ábrán látszik, hogy a légkörnek fontos szerepe van ezen egyszerű mérés eredményében. Mindemellett a Nap felszíni hőmérsékletét könnyen megbecsülhettük.

Az ábráról leolvasott maximális intenzitású sugárzás hullámhossza nagyjából 500 nm. Ennek alapján és a (2) Wien-féle eltolódási törvény szerint a Nap felszíni hőmérséklete nagyjából 5800 K. A 3. ábrán az is jól látszik, hogy a Nap nem tökéletes fekete test, az eltérés okára is érdemes pár percet szánni.

A házi feladat egy egyszerű becslési feladat: gyűjtsek össze a diákok azokat a tényezőket, amelyek a napsugárzás földfelszínen mérhető értékét meghatározzák, és ennek alapján becsljék meg, mekkora maximális és mekkora átlagos teljesítményt lehet elérni napelemekkel Németországban, Közép-Európában.

Napelemek és a Nap adatai

A házi feladat megoldásánál a diákok többsége nagyjából helyes megfontolásokat használt. Néhányan pontosan végiggondolták a jelenséget: a beérkező sugárzás egy részét még tiszta időben is visszaveri, illetve elnyeli a légkör. Európában a beesési szög hatásával is nagyjából 50%-os értéken számolhatunk. Azonban az ég ritkán teljesen felhőmentes, ezért úgy számolhatunk, hogy a felhők az átlagos teljesítményt 50%-kal csökkentik. Az átlagos teljesítményhez természetesen a nappal-éjszaka periódussal is számolnunk kell, ezt a hatást is 50%-kal vehetjük figyelembe. Ezek után már csak a hagyományos napelemek hatásfokára kell tekintettel len-



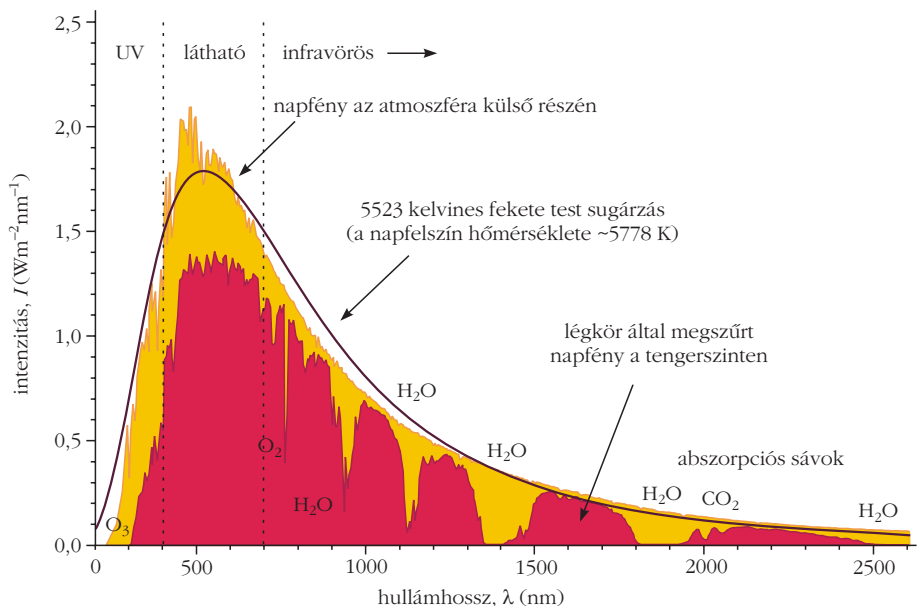
2. ábra. Égítést hőtérképe. (Forrás: <http://www.fs121.com/channel/news/mars45.html>)

nünk, ami az interneten fellelhető adatok szerint 10-20%-nak vehető. Ez összességében azt jelenti, hogy a sugárzás 1-2%-át hasznosíthatjuk a jelenlegi szinten, és a maximális teljesítmény hatásfoka is csupán néhány százalékkal több [1]. Már csak az a kérdés, wattban kifejezve mennyit jelent ez a pár százalék.

Mivel felmerült, definiáltuk a Föld albedóját: $a_f = 0,3$, amely a földfelszín által visszavert sugárzás és a Naptól beérkező sugárzás hányadosa. Számításainkhoz hasznos az $\bar{a}_f \equiv 1 - a_f = 0,7$ is, amely a felszín által elnyelt sugárzás és Naptól beérkező sugárzás arányát adja meg.

A feketetest-sugárzásra vonatkozó Stefan–Boltzmann-törvénnyel a Nap sugárzási teljesítménye meghatározható. A szükséges adatok a Nap már korábban meghatározott $T = 5795$ K felszíni hőmérséklete, a σ

3. ábra. A Nap sugárzási spektruma és a feketetest-sugárzás. (Forrás: <http://www.builditsolar.com/Experimental/SunSim/SunSim.htm>)



Stefan–Boltzmann-állandó értéke, a Napfelszín, illetve a Nap $R_N = 6,96 \cdot 10^8$ m sugara. Ezek alapján a Nap sugárzási teljesítménye:

$$P_{Nap} = 4 \pi \sigma R_{Nap}^2 T^4 = 3,89 \cdot 10^{26} \text{ W}. \quad (3)$$

Most már meg tudjuk mondani egy németországi (vagy magyarországi) napelem várható átlagos teljesítményét.

A Földet elérő sugárzás a Nap által kisugárzott teljesítmény töredéke. Kiszámításához a Föld keringési pályája által meghatározott gömbfelületet kell venni (4. ábra), amelyen a Nap teljes teljesítménye kisugárzódik, és azt kell vizsgálni, hogy e képzeletbeli felületen négyzetméterenként mekkora sugárzás jut keresztül.

Ezt az $R_{NF} = 1,5 \cdot 10^{11}$ m átlagos Nap–Föld-távolság segítségével határozzuk meg, amelyből a Földet érő négyzetméterenkénti sugárzási teljesítmény:

$$\frac{P_{Nap}}{4 \pi R_{NF}^2} = c_N = 1375 \text{ W/m}^2. \quad (4)$$

Itt bevezettük a c_N napállandó fogalmát, amely a Földet érő sugárzási teljesítmény elméleti maximális értéke.

Ebből következik a válasz a házi feladatban feltett kérdésre: egy közép-európai napelem átlagosan csupán $14\text{--}28 \text{ W/m}^2$ teljesítmény leadására képes. Az eredmény meglepte a hagyományosan erősen napenergia párti német fiatalokat.

Újabb házi feladatként meg kellett becsülniük egy ember átlagos sugárzási teljesítményét, ha az emberi test átlagos felszíni hőmérséklete $31 \text{ }^\circ\text{C}$ és átlagos felszíne $1,5 \text{ m}^2$, amennyiben közelítésként fekete testnek tekintik azt.

Az emberi test teljesítménye

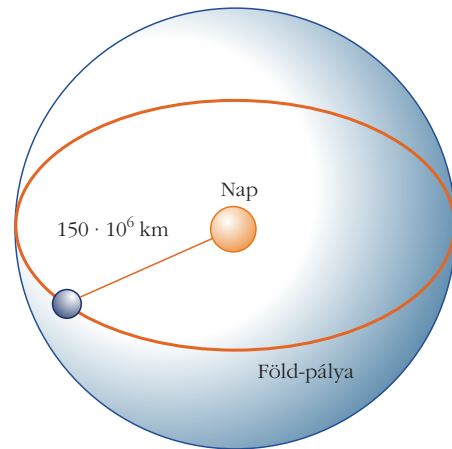
A házi feladat eredményeként az emberi test sugárzási teljesítményére

$$P_{ember} = A \sigma T_{ember}^4 = 726 \text{ W}$$

adódott. Ez a sugárzás napi $62\,760 \text{ kJ}$ ($14\,940 \text{ kcal}$) energiakibocsátást jelent. Ez jóval több a köztudatban levő $1000\text{--}2000 \text{ kcal}$ napi energiabeviteli szükségletnél. Az eltérés oka: az ember nem 0 K hőmérsékletű környezetben él, az onnan származó hő energianyereségnek kell tekinteni. Feltételezve, hogy az ember átlagosan $20 \text{ }^\circ\text{C}$ hőmérsékletű környezetben érzi magát a legjobban, akkor onnan naponta átlagosan

$$E_{környezet} = P_{környezet} t_{egy nap} = 12\,900 \text{ kcal} \quad (5)$$

energiájú sugárzás éri. A napi leadott és a felvett energiák közti különbség így átlagosan 2050 kcal , ami egy átlagos felnőtt napi energiaigénye. Persze itt a ruházat adta energianyereséget, valamint a napi tevékenység energiavesztését elhanyagoltuk.



4. ábra. A Nap által besugárzott felület a Föld pályájánál. (Forrás: http://www.fakko.de/school/sonne/solkonstante_c.htm)

Ezzel az egyszerű számolással kicsit betekinthetünk a biológia világába. A számítások természetesen elő voltak készítve, így nem a számolás, hanem a közös gondolkozáson volt a hangsúly.

A Föld felszíni hőmérséklete

Ezen kitérő után újra visszakanyarodhatunk a csillagászat felé. A következő feladat a Föld átlagos felszíni hőmérsékletének meghatározása volt. A feladat érdekességét bemutató pár szóban utaltam arra, hogy – számos kutatás szerint – más bolygók esetében a legfontosabb kritérium az élet létrejöttéhez a megfelelő hőmérséklet (nem túl hideg és nem túl meleg: folyékony vízhez megfelelő hőmérséklet). Ez más bolygóknál is jól meghatározható, de vajon hogyan?

A megoldás egy egyszerű energia-, illetve teljesítménymérleg [3] a Földet érő bejövő és elhagyó sugárzásról. Mivel a Föld átlagos hőmérséklete jó közelítéssel állandónak vehető, ezért a beérkezett – a Nap sugárzásából származó P_N – és a kisugárzott (a Föld által kisugárzott P_F) teljesítmény értéke nyilván egyenlő:

$$P_{be} \equiv P_N = P_F \equiv P_{ki}. \quad (6)$$

Az albedó fogalmával már korábban megismertek a diákok, így ezt is belevehettük számításainkba. Gondoljuk végig, milyen tényezők határozzák meg a beérkező sugárzás értékét! Ezek a c_N napállandó, a Föld albedójából származó \bar{a}_F , illetve a besugárzott felület nagysága. A légkör hatását – az \bar{a}_F értékén keresztül – csak annyiban vesszük figyelembe, hogy bizonyos mértékben árnyékolja a Naptól érkező sugárzást. Mivel a c_N napállandó csak a felületre merőleges sugárzás értékét adja meg, ezért a besugárzott felület a Föld sugárzásra merőleges, vagy más szóval A_n normális felületét jelenti

$$A_n = \pi R_F^2, \quad (7)$$

ahol R_F a Föld átlagos sugara.

Ezekből a beérkező, a Nap által a Föld felszínét melegítő sugárzási teljesítmény értéke:

$$P_N = c_N A_n \bar{a}_F. \quad (8)$$

Másfelől a Föld által kisugárzott teljesítmény csak a Föld T_F felszíni hőmérsékletétől és teljes A_F felszínétől függ

$$A_F = 4 \pi R_F^2, \quad (9)$$

ahol a Földet gömb alakkal közelítettük. A Föld felszíni emissziós tényezője 0,96-0,995 között van [4, 5], ezért a Föld sugárzását jó közelítéssel feketetest-sugárzásnak vehetjük ebben és a későbbi modellekben egyaránt. Így a kisugárzott P_F teljesítmény a következő összefüggéssel számítható:

$$P_F = A_F \sigma T_F^4. \quad (10)$$

Ebben az első, legegyszerűbb modellünkben a (6) egyenlet – felhasználva a (7)–(10) egyenleteket – az alábbi módon fogalmazható meg:

$$P_N = c_N R_F^2 \pi \bar{a}_F = 4 R_F^2 \pi \sigma T_F^4 = P_F. \quad (11)$$

Ezt az egyenletet T_F -re átrendezve és a megfelelő értékeket behelyettesítve kapjuk:

$$T_F = \sqrt[4]{\frac{c_N (1 - a_F)}{4 \sigma}} = 255 \text{ K} = -18 \text{ }^\circ\text{C}. \quad (12)$$

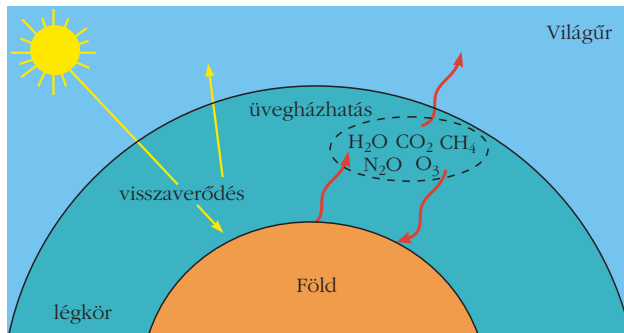
Ezen egyszerű modellünkből kiindulva, ahol a Föld légkörének hatását teljesen figyelmen kívül hagytuk, a Föld felszíni átlagos hőmérsékletére $-18 \text{ }^\circ\text{C}$ -os értéket kaptunk. Az eredmény természetesen nem egyezik a tapasztalatainkkal, hiszen ilyen átlagos hőmérséklettel a felszíni vizek nagy része az év jelentős szakaszában fagyott állapotban lenne.

Az eddigi modell egyszerűnek tűnik, de egy fontos tényezővel, a légkörrel nem számol.

A légkör hatása

Itt érünk el egyik fő célkitűzésünkhöz, a légkör hatásainak modellezéséhez. A következő modellünk azonban, a modellek fokozatos fejlődésének elvét betartva, nem lesz túl bonyolult. A légkörre mint egy egyszerű üvegházra gondolunk. A légkör – ezen modellünk szerint – a beérkező, javarészt rövid hullámhosszú sugárzást egyszerűen átengedi, míg a Föld a felszínre érő sugárzás egy részét ($a_F = 0,3$) visszaveri, s a sugárzás jelentősebb részét ($1 - a_F = \bar{a}_F = 0,7$) elnyeli. A visszavert sugárzás sem a Földet, sem a légkört nem melegíti, egyszerűen távozik a világűrbe, hiszen azt a légkör továbbra is átengedi (5. ábra).

A Föld saját hőmérsékletéből fakadó, javarészt hosszú hullámhosszú sugárzás egy részét azonban a légkör visszaveri, másik részét az űr felé továbbengedi.



5. ábra. Egyszerű üvegházmodell. (Forrás: <http://bildungserver.hamburg.de/atmosphaere-und-treibhauseffekt/2069648/treibhauseffekt-natuerlich-artikel.html>)

di. Az egyszerűség kedvéért feltehetjük, hogy a Föld felől érkező sugárzás fele-fele arányban visszaverődik a légkörről, illetve távozik a világűr felé.

Az imént vázolt képet a Földre felírható teljesítménymérleggel fogalmazhatjuk meg, ami annyiban különbözik a (6) egyenlettől, hogy a Nap Földet melegítő P_N teljesítményéhez még hozzáadódik a Föld által kisugárzott P_F teljesítmény fele – hiszen ennyi verődik vissza a légkörből és melegíti Földet –, ezzel tart egyensúlyt a Föld felől érkező P_F teljesítmény:

$$P_N + 0,5 P_F = P_F. \quad (13)$$

A (11) egyenlet a fenti értelmében az alábbi módon változik:

$$P_N = c_N R_F^2 \pi \bar{a}_F = \frac{1}{2} 4 R_F^2 \pi \sigma T_F^4 = \frac{1}{2} P_F. \quad (14)$$

Ebből

$$T_F = \sqrt[4]{\frac{c_N (1 - a_F)}{2 \sigma}} = 30,4 \text{ }^\circ\text{C}. \quad (15)$$

Ez az eredmény természetesen még mindig nem adja vissza a valóságot, de már közelebb kerültünk a mért értékhez.

Egy összetettebb modell

A korábbiakban nem foglalkoztunk a légkör fizikai tulajdonságaival, mint például tömeg, hőmérséklet stb.. Azonban a légkör rendelkezik az előbb említett tulajdonságokkal, ezért pontosabb eredményt kapunk, ha a légkörre, mint egy a Földdel és a világűrrel termikus egyensúlyban levő rendszerre gondolunk (6. ábra).

Ez esetben a Naptól érkező sugárzás egy részét már a felhők és a légkör visszaveri, illetve elnyeli. Ezen értékeket mérésekkel jól meg lehet határozni, a fellelhető irodalmi adatok szerint, a Naptól érkező sugárzás körülbelül 50%-át a Föld, körülbelül 20%-át a légkör nyeli el – tehát körülbelül 30% verődik vissza [3]. Így a Nap által a Föld felszínét melegítő sugárzási teljesítményre kapott (8) egyenlet az alábbiakban módosul.

– P_{NF} : a Nap által a Föld felszínét melegítő sugárzás teljesítménye:

$$P_{NF} = c_N A_n 0,5.$$

– P_{NL} : a Napból eredő, a légkört melegítő sugárzás teljesítménye:

$$P_{NL} = c_N A_n 0,2.$$

Feltettük, hogy a légkör nap-sugárzásra merőleges felülete jól egyezik Föld A_n normálfelületével.

Mivel a légkör ebben a modellben már saját tömeggel és hőmérséklettel rendelkező rendszer, van saját hőmérsékleti sugárzása is. Ezen sugárzási teljesítményt – a korábbiakkal összhangban – P_L jelöli, amelyet az alábbi módon számolhatunk ki

$$P_L = A_{\text{légkör}} \sigma T_{\text{légkör}}^4 \quad (16)$$

ahol a légkör $A_{\text{légkör}}$ „felszínét” a Föld felszínének kétszeresével közelíthetjük, hiszen két irányba sugároz, $T_{\text{légkör}}$ pedig a hőmérsékletet jelenti a felső rétegekben. Feltehetjük, hogy a légkör sugárzásának a felét a Föld, másik felét a világűr felé adja.

A fizikai modellezés szempontjából fontos, bár az eredményt nem jelentősen befolyásoló tényező még a két különböző hőmérsékletű rendszer közötti áramlási hő. Ez a sugárzásoktól mentes, elsősorban a Föld felszínén felmelegedett levegő által a légkörbe szállított energiaátadási folyamat. E hőáramlási teljesítmény értéke a mérések szerint átlagosan $j = 17 \text{ W/m}^2$, amely a Föld felszíni hőmérsékletét csökkenti, a légkört pedig növeli. A Földön vett teljes hőáramlási teljesítmény: $J = jA_F$.

Modellünk folyamatos fejlődése érdekében az áramlási hőteljesítményt csak később vesszük számításba. A Föld által közvetlenül az űrbe kisugárzott energiát ebben a modellben elhanyagoljuk. Az itt leírt modellnek megfelelő teljesítménymérleg a Földre

$$P_{NF} + \frac{1}{2} P_L = P_F \quad (17)$$

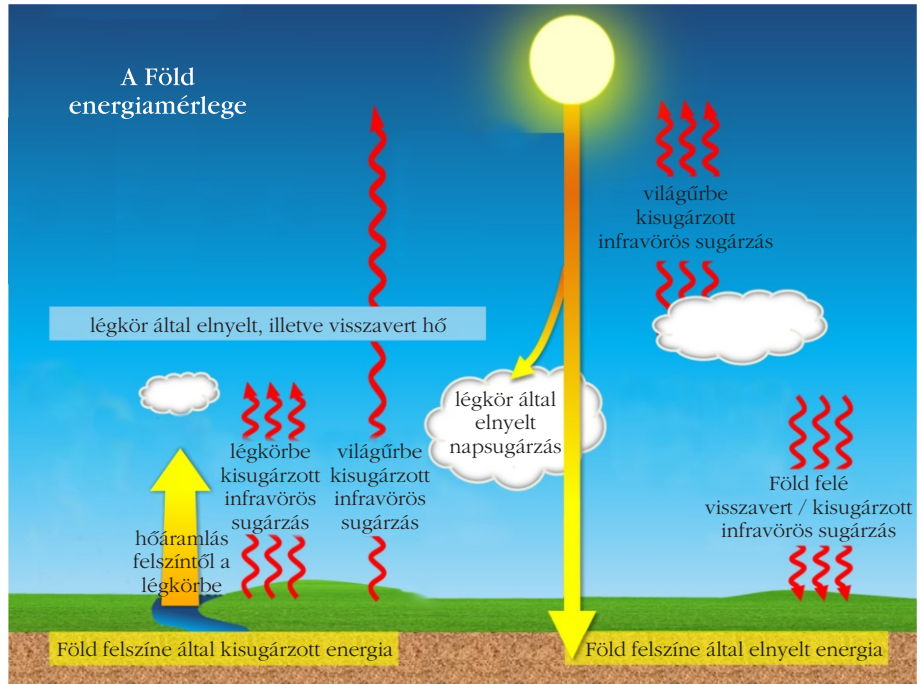
és a légkörre

$$P_{NL} + P_F = P_L \quad (18)$$

A (17) és (18) egyenletekből:

$$P_F = 2 P_{NF} + P_{NL} \quad (19)$$

A (19) egyenletben már csak a T_F az ismeretlen. Az egyenletet megoldva $T_F = 292,1 \text{ K} = 18,95 \text{ °C}$ és



6. ábra. Komplex üvegházmodell. (Forrás: <http://131.91.162.18/nasa/module-2/earth-energy-balance>)

$T_{\text{légkör}} = 255,28 \text{ K} = -17,87 \text{ °C}$ adódik, ahol a Föld felszíni hőmérsékletére már nagyjából a valóságnak megfelelő értékeket kapunk.

Előző modellünkben azonban elhanyagoltuk a hőáramlási teljesítményt. Nem nehéz ezzel a taggal kiegészíteni a számításainkat. A (17) és (18) egyenleteket csupán J értékével kell kiegészíteni, a Föld esetében a kisugárzott

$$P_{NF} + \frac{1}{2} P_L = P_F + J, \quad (20)$$

míg a légkör esetében a felvett teljesítmény oldalán:

$$P_{NL} + P_F + J = P_L \quad (21)$$

A (20) és (21) egyenleteket megoldva $T_{\text{Föld}} = 289 \text{ K} = 15,85 \text{ °C}$ és $T_{\text{légkör}} = 255,24 \text{ K} = -17,91 \text{ °C}$ adódik, s ezek már nagyon jó közelítéssel a valóságnak megfelelő értékek (a Föld mért átlagos hőmérséklete mintegy 15 °C).

A légkör átlagos hőmérsékletét persze nehéz meghatározni, hiszen az erősen függ a magasságtól és a sűrűségtől [6].

Más bolygók vizsgálata: a Mars

Egy másik érdekes feladat lehet egy jól ismert bolygó, például a Mars felszíni hőmérsékletének becslése. Modellválasztásunknál gyorsan felvetődik, hogy milyen tulajdonságú légkörrel érdemes számolni. Figyelembe véve a Mars viszonylag kis tömegét és gyenge mágneses mezejét, adódik a gondolat, hogy első közelítésben hagyjuk el a Mars légkörének hatásait, és számoljunk a (6) – (10) egyenletek Marsra lefordított

alakjával. Így a Mars által elnyelt $P_{be,M}$ sugárzási teljesítmény:

$$P_{be,M} = c_{N,M} A_{n,M} \bar{a}_M, \quad (22)$$

ahol $c_{N,M}$ a napállandó a Nap–Mars-távolságban, értéke $595,48 \text{ W/m}^2$, amelyet a diákokkal érdemes kiszámoltatni, $A_{n,M}$ a Mars keresztmetszete vagy normális felülete, $\bar{a}_M = 0,75$ a marsi elnyelt sugárzási arány. Az elnyelt sugárzási teljesítménnyel egyensúlyban lévő, tehát azzal azonos nagyságú, Mars által kibocsátott $P_{ki,M}$ sugárzási teljesítmény pedig:

$$P_{ki,M} = A_M \sigma T_M^4, \quad (23)$$

itt A_M a Mars felszíne, T_M pedig a hőmérséklete. A földi minta alapján a Mars emissziós tényezőjét is 1 közelinek vesszük. Az egyenleteket megoldva: $T_M = 210 \text{ K}$ értéket kapunk. Az irodalmi 218 K -től való eltérés oka nyilvánvalóan az általunk teljesen elhanyagolt légkör hatásainak tudható be, bár az eltérés nem jelentős. Az itt felhasznált eljárást persze más bolygókra is alkalmazhatjuk.

Összefoglalás

Feketetest-sugárzás, csillagászat és egy kis környezetfizika. Ezeket a témákat sikerült érinteni mindössze az energiamegmaradás elvének felhasználásával. Kellemes felüdülés lehet a diákoknak és a tanároknak egyaránt, ha az energiamegmaradás törvényét nem min-

dig az unalomig ismételt feladatokban, illetve problémákban használjuk fel. Mindemellett egyértelműen látszik, hogy a hőmérsékleti sugárzásból kiindulva mennyi érdekes és sokrétű témába nyerhetünk betekintést, kaphatunk ízelítőt.

Azonban nem csak egyes, éppen aktuális tudományos kutatások alapjaival ismerkedhetnek meg a diákok, hanem a *fizikai modellezés*, mint a tudományos megismerési folyamat egyik legfontosabb részének logikáját, működését is magukévá tehetik.

Köszönetnyilvánítás

A projekt jelentős részét a hallei diákok végezték, nekik ez úton is szeretném a köszönetemet kifejezni. Köszönöm még Wolfgang Pannicke, a hallei diákok csillagászat tanárának, hogy segítette megtalálni a megfelelő léptéket a gyerekekkel való munkában.

Köszönettel tartozom még témavezetőmnek, *Rácz Zoltánnak*, akinek segítő munkája és motivációja nélkül e cikk nem jött volna létre.

Irodalom

1. http://www.leifiphysik.de/themenbereiche/regenerative-energieversorgung/ausblick#Strahlungleistung_auf_die_Erde
2. *Természettudomány tanítása korszerűen és vonzóan*. Előadáskivonatok, ELTE Természettudományi Oktatásimódszertani Centrum, Budapest (2011) 295–300.
3. Bardo Diehl, Roger Erb: *Physik Oberstufe Gesamtband*. Cornelsen Verlag, Berlin, 2008.
4. <http://www.icess.ucsb.edu/modis/EMIS/html/seawater.html>
5. <http://terpconnect.umd.edu/~sliang/papers/Jin2006.emissivity.pdf>
6. <http://www.kowoma.de/gps/zusatzerklaerungen/atmosphaere.htm>
7. Szirtes Tamás: *Dimenzióanalízis és alkalmazott modellelmélet*. Typotex Kiadó, Budapest, 2006.
8. *Fizikatanítás tartalmasan és érdekesen*. Előadáskivonatok, ELTE Fizika Doktori Iskola, Budapest (2010) 281–286.

A DIÁKOK HIDROSZTATIKAI NYOMÁSSAL KAPCSOLATOS TUDÁSSZINTJE ÉS TÉVKÉPZETEI

Kuczmann Imre
Nádasi Ferenc Gimnázium, Budapest

A középiskolai fizikaoktatás ma nem terjed ki a folyadékok mechanikájára, így a diákok gondolkodása ebben a témakörben csak az általános iskola hetedik évfolyamában megszerzett ismeretekre támaszkodik. Az említett évfolyamban szó van a nyomás fogalmáról, a hidrosztatikai nyomás kiszámításának módjáról, Pascal törvényéről, a közlekedőedények elvéről, Arkhimédész törvényéről, a kapilláris jelenségekről, de a tananyag bevezető jellege miatt a diákok nem foglalkoznak az áramló közegek mechanikájával. Később, a középiskolában használják a nyomás fogalmát a gázok tanulmányozásakor, de a szűkre szabott órakeret miatt ott sem kerül sor a hidrodinamikára, sőt a hidrosztatikai ismeretek megerősítésére sem. A diákok nem találkoznak a kontinuitási egyenlettel és a Bernoulli-egyenlettel, ezekre esetleg csak egy kiegészítő képzési forma keretén belül, vagy az osztály szakosított jellege miatt kerül sor.

Egy középiskolában végzett felmérés alkalmat nyújt, hogy megítéljük, milyen mértékben szereztek a diákok maradandó hidrosztatikai ismereteket, és arra is, hogy megvizsgáljuk, mennyire volt hatékony az oktatás a nyomással kapcsolatos tévképzetek leküzdésében.

Tévképzeteknek az olyan hibás elképzeléseket nevezzük, amelyek valamilyen tapasztalat, előismeret vagy logikai művelet kapcsán látszanak helyesnek, a valóságot azonban nem tükrözik. Gondoljunk például arra a „tapasztalatra”, hogy egy papírlap lassabban szokott leesni az asztalról, mint egy pohár. Ez a megfigyelés látszólag alátámaszthatja azt az elképzelést, hogy a nehezebb tárgyak nagyobb sebességgel esnek a földre. Ez viszont csak egy tévképzet. A tévképzetek makacsul tartják magukat az oktatás ellenére is, és éppen a felszínes tapasztalat alapozza meg létüket, vagy teszi nehezzé a leküzdésüket. Egy idő után akár vissza is térhetnek.

1. táblázat

A diákok eredményességének évfolyamonkénti átlaga		
	<i>a jó feleletek átlagos száma</i>	<i>megválaszolatlan feladatok átlagos száma</i>
12. évf.	7	0,6
11. évf.	3,04	2
10. évf.	3,74	1,16
9. évf.	3,67	1,16

Az iskolai tévképzetekkel a szakirodalom részletesen foglalkozik, igyekszik a jellegzetességeiket több szempontból is megvilágítani [1, 2]. Természetükből kifolyólag a cáfolatuk leghatékonyabb módja a kísérletezés, illetve a jelenségek lényegi vonásának hatékony kiemelése. A siker előfeltétele az, hogy egy adott témakör magyarázata során legalább számoljunk az előfordulásukkal.

Az alábbi elemzés három budapesti gimnázium diákjai körében végzett felmérés eredményeiből indul ki. A felmérésben 186 diák vett részt a kilencedik, tizedik és tizenegyedik évfolyamból. A feladatlapok 14 szituációt tartalmaztak, amelyek a folyadékokban vagy gázokban fellépő nyomásra vonatkoztak. A diákoknak főleg a különböző pontokban fellépő nyomásokat kellett összehasonlítaniuk. A tizenkettedik évfolyamból bekapcsoltak száma elenyésző volt (5 diák, de éppen egy specializált osztályból). A bekapcsolt diákok körében nem vonhatunk le következtetést arra nézve, hogy van-e összefüggés a sikeresség és az évfolyam közt. Ezt a helyes válaszok statisztikája mutatja az 1. táblázatban.

A feladatokat egy egyszerű ábra és egy rövid leírás mutatta be. A válaszadás egy tanítási órán keresztül zajlott. Indoklásokat azért kértünk, hogy fény derüljön a diákok gondolkodási formáira is. Ez sok szempontból tanulságos és lehetőséget ad a tananyag átadásának hatékonyabb szervezésére is [3].

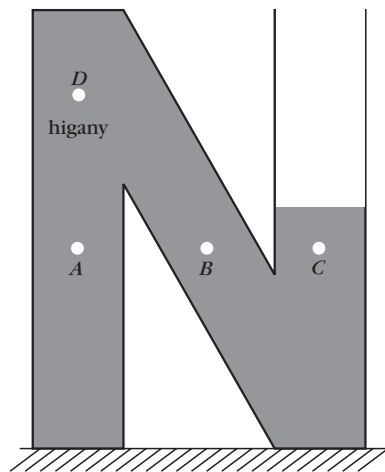
Az első 9 szituáció a hidrosztatika kérdéskörére, további 5 a hidrodinamika tipikus ismereteire (a Bernoulli-egyenlettel kapcsolatos ismeretekre) vonatkozott. A hidrosztatikai kérdések közül több egy külföldi vizsgálat kérdései közül való [3]. Mivel a folyadékok és gázok áramlása általában a középiskolában sem tananyag, a hidrodinamikai rész csak azt mutatta, hogy miként próbálják a diákok a jelenségeket megérteni szakszerű fizikai ismeretek hiányában.

A kapott válaszok értékelése

1. feladat

Az „N” alakú edényben lévő higany a C pont felett kapcsolatban van a külső nyomással (1. ábra). A cél a megjelölt pontokban fellépő nyomások összehasonlítása [3].

A feladatlapot megoldó 186 diák közül csak 26 látta be helyesen, hogy az A, B és C pontokban a



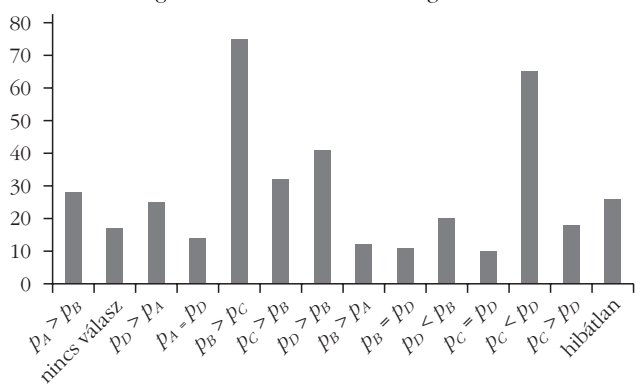
1. ábra. Higany az „N” alakú edényben.

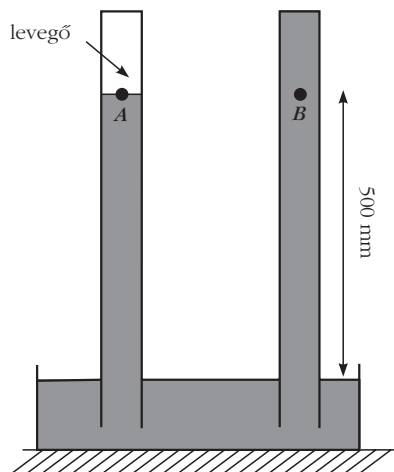
nyomás azonos, a D pontban pedig kisebb (az AD szintkülönbségnek megfelelően). A megállapítást a feladatlapban a $p_A = p_B = p_C > p_D$ felírással lehetett lejegyezni (hasonlóan a többi feladatnál is). A válaszközből kiolvasható állítások eloszlását az 1. diagram mutatja.

A diagram tükrözi a szituációval kapcsolatos nagyfokú bizonytalanságot és egyértelműen arról tanúskodik, hogy a diákok nehezen alkalmazzák a hidrosztatikai nyomással kapcsolatos ismereteiket. Nyilván zavaróan hatott az, hogy a D pont fölött hosszabb a higanyoszlop, mint a C pont fölött, és a diákok bizonyára azt sem érzékelték, hogy a szituációnak a Torricelli-féle kísérlethez is köze van. A kapott indoklások arra utalnak, hogy a higany szabad felszínére ható külső légnyomással vagy nem számolnak (ezt mutatja a $p_B > p_C$ válaszok kiugróan magas száma), vagy kétféleképpen is rosszul számolnak: van, aki úgy gondolja, hogy minél közelebb van a kérdéses pont a szabad felszínhez, annál nagyobb a nyomás (ezt mutatják a $p_D > p_A$ válaszok), és van, aki éppen fordítva ($p_B < p_D$). Ez az indoklásokban is megjelenik. A válaszok Pascal törvényének hiányos ismeretéről is tanúskodnak.

A legjellegzetesebb indokok a következők voltak: $p_C < p_B < p_D$ „mert a légnyomás az A pont felé sűríti a higanyt”; $p_C < p_B < p_D < p_A$, mert „A-t csak a higany és a légnyomás befolyásolja, C-t pedig csak a lég-

1. diagram az 1. feladatra adott megoldásokról.





2. ábra. A Torricelli-féle kísérlet részletezése.

nyomás. A $p_C > p_B = p_A > p_D$ állítás indoklása az volt, hogy a C-t felfelé nyomja a higany és visszatartja a légnymós, de a D-n „csak a higany súlya, ami rajta van”. Más esetben $p_A = p_B > p_D < p_C$, „mert csak C-re hat a külső nyomás”. Egy helyen a $p_A < p_D < p_B < p_C$ válasz szerepelt azzal az indokkal, hogy „C-ben a legnagyobb a nyomás mert az van a legközelebb a légnymóshoz”. A diákok ennél a feladtnál és számos továbbiánál is sok esetben indoklás nélkül választottak.

2. feladat

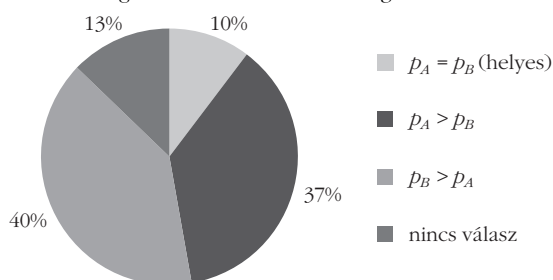
A feladat az előzőtől csak annyiban különbözött, hogy a C pont fölött rövidített szár volt, és meg kellett ítélni, kifolyik-e a higany, ha a külső légnymóást a nullára csökkentjük. A kérdésre a diákok 53%-a helyes választ adott, de a helytelen válaszok (38%) indokaiból érdemes néhányat megemlíteni: „nem folyik ki, mert nem erőlködik vákuum létrehozásával”; „nem folyik ki, mert nincs nyomás”; „nem folyik ki, mert ugyanúgy tapad az edény falához”; „nem folyik ki, mert a gravitáció marad”; nem folyik ki, „mert szívóhatás ébred, ami bent tartja”. Volt, aki egyszerűen arra az álláspontra helyezkedett, hogy „nem a levegő tartja az edényben a higanyt”.

3. feladat

Ez egyike volt a nehezebb feladatoknak, a Torricelli-féle kísérlethez kapcsolódott (2. ábra).

Az egyik zárt üvegcső végében levegő van, és ismert az A ponttal egy magasságban lévő B pont helyzete a külső higanyszinthez képest (500 mm). Össze

2. diagram a 3. feladatra adott megoldásokról.



kellett hasonlítani az A és B pontban fellépő nyomásokat [3]. A kapott eredményeket a 2. diagram tartalmazza.

A helyes választ meg lehetett indokolni azzal, hogy azonos folyadékban azonos magasságokban egyenlők a nyomások.

A helytelen válaszok néhány indoka: „ $p_A > p_B$, mert a levegő nyomást fejt ki a higanyra”; „ $p_A < p_B$, mert a levegő súlya kisebb a higanynál”; „ $p_B > p_A$, mert a B fölött lévő higany is nyomást fejt ki”; „ $p_A < p_B$, mivel a higanynak nagyobb a tömege”; „ $p_A > p_B$, mert a higany összenyomja azt a levegőt, ami a bal oldali csőben van”; „ $p_A > p_B$, mivel a levegő nyomást fejt ki a higanyra felülről”; „A-ban nagyobb a nyomás, mert a levegő kiszorítja a higanyt, nem engedi föl”.

A feladatban két gondolat versenghetett: a bezárt levegő összenyomódik, mert a higanyoszlop a külső légnymós miatt összenyomja (de csak a 760–500 Hgmm-nek megfelelő nyomásig nyomhatja össze), illetve a bezárt levegőt tágtítja a súlyánál fogva lefelé igyekvő higany (de ennek és a bezárt levegő nyomásának áll ellen a külső légnymós).

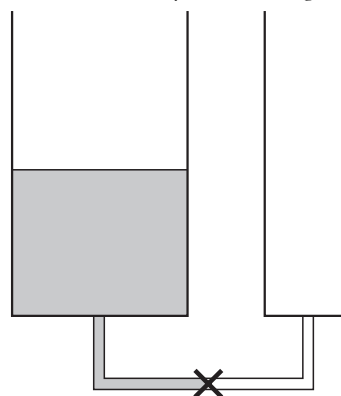
A 4. és 5. feladat

jellemzését és a kapott válaszokat terjedelmi okoknál fogva nem közöljük.

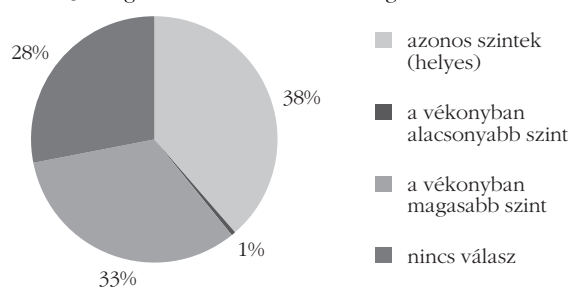
6. feladat

A diákok az ábrán két henger alakú edényt láttak, amelyek egymás mellett helyezkednek el és alul egy elzárható gumicsővel vannak összekötve. A nagyobb henger átmérője kétszer akkora, mint a kisebb hengeré (3. ábra). Azt kellett megítélni, mi történik, ha a gumicső szorítását eltávolítjuk.

3. ábra. Közlekedőedények elzárható gumicsővel.



3. diagram a 6. feladatra adott megoldásokhoz.



A megoldásnak fontos eleme a hidrosztatikai nyomás „mélységtől való függésének” biztos ismerete. Ebben a feladatban jól tükröződik az, hogy kisebb bonyodalmak is összezavarhatják az ismereteket. Kiderül, hogy a diákok jelentős része nincs tisztában azzal, hogy a hidrosztatikai nyomás nem a folyadék-tömeg nagyságával, hanem a folyadékoszlop magasságával függ össze. Erre az összefüggésre a *hidrosztatikai paradoxon* címszó alatt szokás rámutatni. A válaszokat a 3. *diagram* szemlélteti.

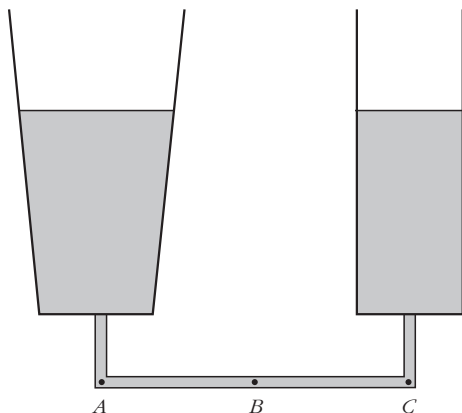
Erről az egyszerű szituációról igen sok diák (52) egyáltalán nem alkotott véleményt, 72 diák ítélte meg helyesen, hogy a folyadékszintek ki fognak egyenlítődni (a közlekedőedények elvének megfelelően). Viszont közel ugyanennyi, 61 diák jutott arra a következtetésre, hogy a vékonyabb hengerben magasabb lesz a vízszint, főleg azon téves szempontokra hivatkozva, hogy a két edényben a folyadékmennyiségeknek kell megegyezniük. Ez azzal a tévképzettel függ össze, hogy a nyomás a folyadék mennyiségétől függ. Érdekes, hogy a feladatsorban a nyomás elképzelt függése a henger átmérőjétől kétféle módon is megnyilvánult: a diákok egy része a nyomást a vékonyabb csőben gondolja nagyobbának, „mert ott szűkebb helyre szorul a folyadék”, mások a vastagabb csőben tartják a nyomást nagyobbának, „mert ott nagyobb a folyadék mennyisége”. További jellegzetes válaszok: „a két szárba egyenlő mennyiségű folyadék kerül”; „kiegyenlítődik a két henger alakú edényben a nyomás, ezért a szűkebb hengerben magasabban lesz a vízszint”.

7. feladat

Ez a feladat újra a hidrosztatikai paradoxont és a közlekedőedények elvét célozza (4. *ábra*). A két edényben azonos volt a folyadékszint, a nyomásokat az alsó összekötő cső három pontjában kellett összehasonlítani.

A kérdést a helyes $p_A = p_B = p_C$ állítással 48 diák (26%) válaszolta meg. A többiek válaszait három fő csoportba lehetett sorolni: voltak, akik azt hitték, hogy a nyomás a nagyobb edény alatt a legnagyobb (35 diák – 19%), voltak, akik azt hitték, hogy a nyomás közepén a legnagyobb (41 diák – 22%) és voltak, akik azt hitték, hogy a nyomás közepén a legki-

4. *ábra*. Hidrosztatikai paradoxon.

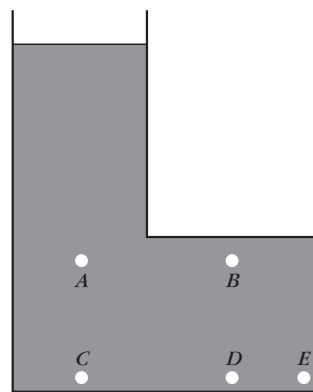


sebb (46 diák – 25%), 27 diák nem adott választ. Akik úgy gondolták, hogy a nyomás közepén a legnagyobb, a válaszokból ítélve azt hitték, hogy közepén a jobbról és balról érkező nyomások összeadódnak. Elmondható, hogy a diákok nem vették figyelembe Pascal törvényét.

Néhány jellemző hibás válasz: $p_A > p_B > p_C$ „mert az A felett nagy a víztömeg”; $p_B > p_A > p_C$ „mert B-t mindkét oldalról jobban nyomja a víz, A fölött több víz van, mint C fölött”; $p_A > p_B > p_C$ „mert a bal oldali edényben a folyadéknak nagyobb a felülete, így arra nagyobb nyomás hat”; $p_A > p_C > p_B$ „mert A-ra nehezedik a legtöbb folyadék”; $p_A = p_C < p_B$ „mert B-t mindkét tartály nyomja, p_A és p_C pedig egyenlő, mert csak a fölöttük lévő folyadék súlya számít”.

8. feladat

Egy „L” alakú edényben [3] kellett megítélni a nyomásviszonyokat (5. *ábra*).



5. *ábra*. Higanyszint az „L” alakú edényben.

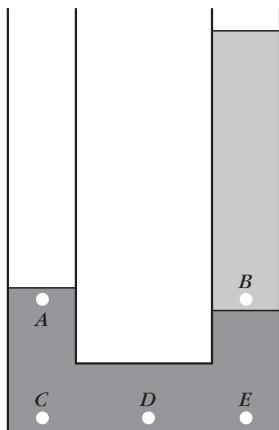
Itt sok diák helytelen összehasonlításokat kevert helyesekkel. Sokan úgy gondolkodtak, mintha a D és E pontok fölött kisebb higanyoszlop lenne, mint az A és C fölött, és mintha jobbra haladva is egyre nagyobb lenne a nyomás. A feladatot csak 57 diák oldotta meg helyesen (31%), 20 diák nem adott választ.

Néhány jellegzetes állítás: $p_E > p_D > p_B > p_C > p_A$ „mert a higany a tálca legvégére akar jutni, tehát ott lesz a legnagyobb a nyomás”; $p_C > p_A > p_D = p_E > p_B$ „mert, ha a higany szempontjából nézzük, akkor C felett van a legtöbb, majd A felett, aztán D, E felett, majd B felett”; $p_A < p_B = p_C < p_D < p_E$ „mert átmegy a nyomás oldalirányba”; $p_B < p_A < p_D = p_E < p_C$ „mert csak a fölöttük lévő folyadék számít”.

9. feladat

A feladat a többihez képest nehezebb volt. Egy „U” alakú csőben alul higany van, az egyik szárban pedig vízoszlop van a higany fölött (6. *ábra*). Az A és B pontok egy magasságban vannak. Itt, illetve a C, D és E pontokban kellett összehasonlítani a nyomásokat.

Az A és B pontokban a nyomásokat 73 diák hasonlította össze helyesen, *de helyes indok nélkül*. Észre kellett venni, hogy ha az A és B pontok egy magasságban vannak, akkor bárhová tesszük őket a jobb oldali higanyszint felett, mindenütt $p_B > p_A$ lesz a hely-



6. ábra. Higany és víz az „U” alakú csőben.

zet (a nyomás a higany és víz találkozási szintje fölött felfelé haladva a bal oldali szárban gyorsabban csökken, mint a jobb oldalon). Olyan elv az A , B pont esetében nem alkalmazható, hogy azonos magasságokban azonos a nyomás, mert különböző sűrűségű folyadékokról van szó. Az A és B pontokra vonatkozó eredményeket a 4. diagram mutatja. A helyes $p_C = p_D = p_E$ választ 57 diák adta meg, 50 nem válaszolt a feladatra.

Néhány téves indoklás: $p_A = p_B$, „mert egy magasságban vannak”; $p_A = p_B$, „különbön felborulna az egyensúly”; $p_A = p_B$, mert „ha beállt a rendszer egyensúlya, akkor az azonos magasságban lévő pontok nyomása egyenlő”; $p_A > p_B$, „mert a higany nyomása nagyobb”.

10. feladat

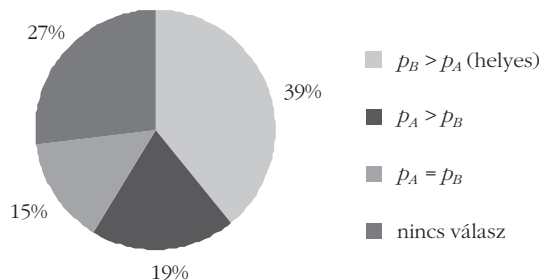
A feladatban azt kellett megítélni, hogy milyen a nyomás állandósult áramlás esetén a vízszintes cső szűkületében (B pont) a vastagabb részben (A pont) található nyomáshoz képest (7. ábra).



7. ábra. Folyadék áramlása a szűkülő csőben.

A középiskolában az áramlások dinamikája többnyire nem tananyag, így ennek a feladatnak az eredményeit csak illusztrációképpen érdemes megemlíteni. A többi hidrodinamikai feladat is azt tükrözte, hogy a diákok a Bernoulli-egyenlet hiányában számos helyzetre nem találhatnak magyarázatot. Ezek gyakran kísérletileg is könnyen vizsgálható problémák. Helytelen választ 134 diák adott, a $p_A > p_B$ összefüggésre csak 21 diák gondolt. A válaszok nagy mértékben tükrözték azt a téves elképzelést, hogy a szűkebb csőben nagyobb a nyomás. A teljes statisztikát az 5. diagram mutatja.

Az indoklások: „mert a szűkülés után a részecskék összenyomódnak”; „mert ugyanannyi víz van kisebb térfogatban”; „mivel a szűkebb helyen nagyobb erővel kell mennie a víznek a sebesség tartásához”; „mert a nyomás függ a rendelkezésre álló helytől”; „ $p_B > p_A$ mert az A -ban és a B -ben az erő ugyanaz, de a felület



4. diagram a 9. feladatra adott megoldásokról.

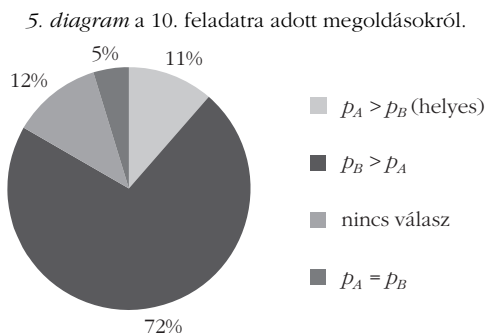
nem”. Volt, aki $p_B < p_A$ választ adott, de olyan indokkal, hogy „a B -be kevesebb víz tud bejutni”, vagy „mert kevesebb a víz a csőben, így kisebb a nyomás”. A diákok becsülettel küzdöttek a problémával, szinte mindenre gondoltak.

Összefoglalás

A feladatlap kitöltése során kapott válaszok és indokok jól mutatják a diákok gondolkodásmódját. Látható, hogy a diákok egyes esetekben figyelmen kívül hagyják a hidrosztatikai nyomás képletét, a közlekedőedények elvét és a Pascal-törvényt. Ez egyrészt az adott ismeretek hiányos meglétéről tanúskodik, másrészt arról, hogy ezek az ismeretek összetettebb helyzetekben bizonyos szempontból „egymásra vannak utalva”. Ha nem építjük ki elég alaposan a köztük meglévő összefüggéseket, akkor bizonyos körülmények közt használhatatlannak bizonyulnak. Ilyenkor közülük bármelyik viselkedhet gyenge láncszemként. Indokolt egy olyan következtetés, hogy a szorosan összefüggő ismereteket tudatosan egységet képező rendszerként kell megtanítanunk, mert a részismertetek csak így válnak maradandó, összetettebb helyzetben is hasznosítható tudássá. Összetettebb feladatok megtárgyalása (például a hidraulikus emelő működési elve) hasznos eszköz lehet az ismeretek biztosabbá tételére. Ez viszont megfelelő időkeretet is igényel.

Irodalom

- Robert S. Shaw: Students Misconceptions. *Am. J. Phys.* 11 (1943) 227–228.
- John Clement: Students' preconceptions in introductory mechanics. *Am. J. Phys.* 50 (1982) 66–71.
- M. E. Loverude, P. R. L. Heron, C. H. Kautz: Identifying and addressing student difficulties with hydrostatic pressure. *Am. J. Phys.* 78 (2010) 75–85.



5. diagram a 10. feladatra adott megoldásokról.

A GRAFIKUS ÁBRÁZOLÁS SZEREPE A FIZIKAOKTATÁSBAN – EGY FELMÉRÉS TÜKRÉBEN

Nagy Mária, Radnóti Katalin
ELTE TTK Fizikai Intézet

Írásunkban egy nagyobb vizsgálat két olyan feladatának eredményeit ismertetjük, amelyeket fontosnak tartunk a fizikai szemlélet alakításában és a matematikai eszközök alkalmazásában a jelenségek tanulmányozásához. Egyben példát mutatunk arra is, miként lehet a tanulói teljesítményeket értékelni, elemezni és ebből következtetéseket levonni, amelyek segíthetik a további tanári munkát.

A vizsgálatba bevont két feladatot megoldotta 134 fő fizika szakra jelentkező diák, valamint 31 fő nem fizika alapszakos hallgató is, akiknek főszakjukhoz alapozásként szükséges a fizika.

Célkitűzés

Vizsgálatunkban arra voltunk kíváncsiak, hogy a közoktatásból kikerülő tanulók mennyire képesek a matematikában és a fizikában tanult összekapcsolására és alkalmazására. Egyik feladatunkban azt vizsgáltuk, hogy a diákok képesek-e egy megadott grafikonból a szükséges adatokat kiolvasni, további grafikonokat elkészíteni az adott mozgással kapcsolatban. A másik feladatban egy ténylegesen elvégzett mérés adatainak kezelését elemeztük.

Az elemzés során célunk volt a diákok adott témával kapcsolatos jellegzetes tévképzeit, félreértelmezéseit, hibáit összegyűjteni és azokat értelmezni, majd ezek alapján javaslatokat megfogalmazni a tanári munkához.

Mintavétel

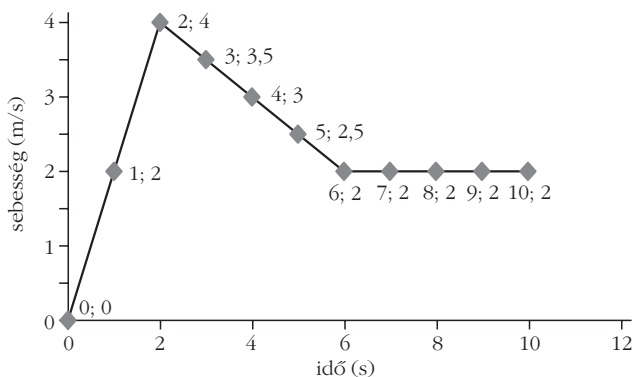
A vizsgálatba bevontunk olyan diákokat, akik alaptudományként a fizikát kívánják tanulni, és jóval kevesebb olyan hallgatót is, akiknek az alaptudomány alkalmazása lesz a feladata majdani munkája során. Ők földtudományt és környezettudományt fognak tanulni. Sok éves oktatói tapasztalatom alapján feltételezem, a jellegzetes hiányosságok, tévképzetek körükben azonosak.

Mozgás vizsgálata

Az első feladatban a diákoknak egy konkrét mozgáshoz tartozó, megadott grafikonot kellett elemezniük. A feladat szövege a következő volt.

Készítse el a sebesség-idő grafikon (1. ábra) alapján a test gyorsulás-idő és út-idő grafikonját! Jelölje a mozgás egyes szakaszait!¹

¹ A feladatot Szalóki Dezsőtől, az ELTE Radnóti Miklós Gyakorló Általános Iskola és Gyakorló Gimnázium tanárától vettük át.



1. ábra. Mozgó test sebesség-idő grafikonja.

A feladat célja az volt, hogy képet kapjunk, vajon mennyire vannak tisztában a diákok a mozgások leírásához kapcsolódó grafikonokkal és azok fizikai jelentésével.

A feladat összesen 4 pontot ért. A javítás során figyelemmel voltunk a három mozgásszakasz megfelelő jelölésére is az időtengelyen. Pontozás: 2 – 2 pont grafikononként. Részpontszámokat is adtunk, amennyiben voltak jó elemek.

Az elvárt megoldás

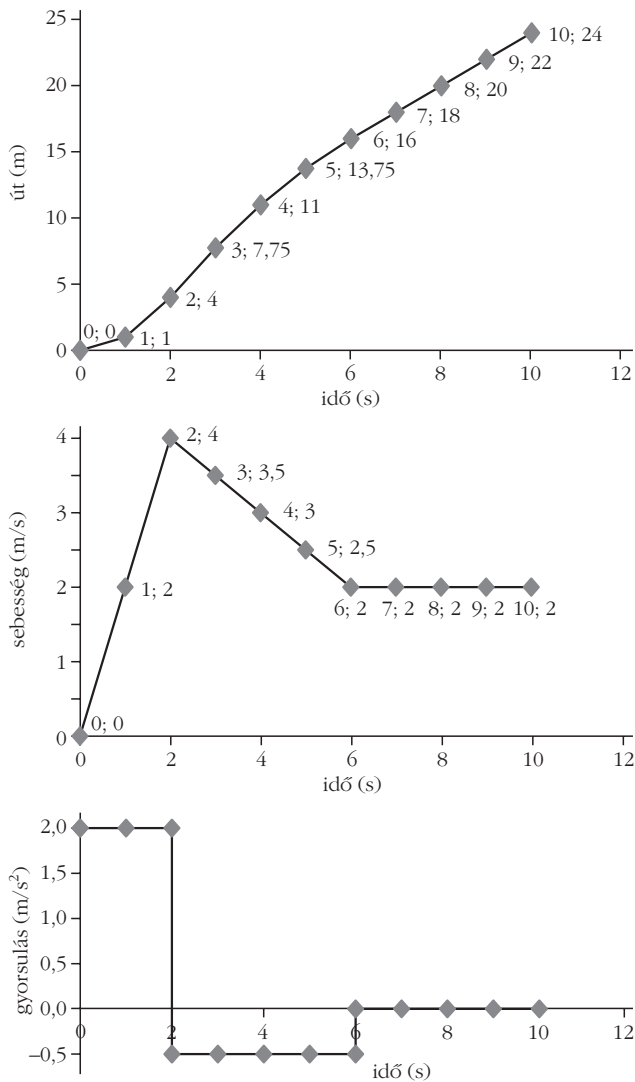
A 2. ábrán szereplő felső és alsó grafikont vártuk el a diákoktól (didaktikai okból a feladatban szereplőt megisméltük).

Az *útfüggvény* az indulás szakaszában egy az origóból induló „normál” parabola, majd a mozgás második szakaszát szintén növekedés jellemzi, de egyre lassuló ütemű, kisebb lesz a függvény adott pontokbeli meredeksége, „fordított” parabola adódik a negatív gyorsulás miatt. Végül a harmadik, lineáris szakasz következik, ahol egyenletes az út növekedése. Ezek folytonosan mennek át egymásba, a görbének nincs sem szakadása sem pedig törése. Ez a *sebességfüggvény integrálfüggvénye*.

A tanulói válaszok elemzése

Hipotézisünk és eddigi tapasztalataink alapján azt vártuk, hogy az út-idő függvény megalkotása lesz a nehezebb a diákok számára. Különösen a középső útszakasz megrajzolása, amikor az autó enyhén fékezik. Akkor is megy előre, de egyre kisebb utakat tesz meg egységnyi idő alatt. Valószínűsítettük, hogy a diákok a függvényátmenetknél töréspontot rajzolnak majd, holott a függvénynek folytonosnak kell lenni.

A 0, 1 és 2 pontot elért tanulók oszlopdigrammján látható, hogy a diákok több mint 40%-a nem tudott rendes grafikont rajzolni még a fizika alapszakra jelentkezők közül sem (3. ábra). Ez rendkívül szomorú eredmény.



2. ábra. A mozgó testet különböző szempontból – gyorsulás-idő és út-idő (e kettőt vártuk el a tanulóktól), valamint középen az eredendően megadott sebesség-idő – jellemző grafikonok.

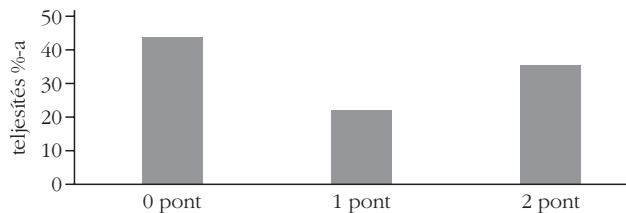
Az ezen a feladatrészen 0 pontot elért diákok a dolgozatot 40%-osra teljesítették, akik 2 pontot kaptak 71,5%-osra, tehát jóval magasabb arányban tudták a többi kérdést, feladatot is megoldani. Az összes diák dolgozatán elért átlaga 54%. Elmondható, hogy a fizika egészét, annak szemléletét sokkal jobban értik azok a diákok, akik ezt a természettudományos szemléletet igénylő problémát meg tudták oldani.

A föld- és környezettan diákok sokkal gyengébben teljesítettek (4. ábra). 31 fő közül csupán 6 akadt, aki rendesen fel tudta rajzolni a függvényt.

Ez a feladatrész nehezebb volt, mint az elemzésünkben ez után következő gyorsulás-idő grafikon felrajzolása, hiszen ehhez ki kellett számítani azt, hogy a mozgás három szakaszában mekkora utakat tesz meg a jármű.

Jellegzetes tévképzetek

– A „fordított parabola” rész elrontása egyrészt úgy, hogy azt is „rendes” parabolaként ábrázolták a diákok, így a függvény „fodros” lett.



3. ábra. Fizika alapszakra jelentkező diákok út-idő grafikon készítésére kapott pontjainak eloszlása.

– Folytonos átmenet helyett töréspontok jelentek meg a függvényen.

– Sokan három különböző meredekségű lineáris függvényként ábrázolták az egyes útszakaszokat.

– Többen berajzolták a sebesség-idő grafikonba a gyorsulás-idő és az út-idő függvényeket is, hasonlóan ahhoz, amikor matematikaórán egy koordináta-rendszerben több függvényt ábrázoltak. Az ilyen rajzok szerint az út-idő függvény 3 lineáris szakaszból áll töréssel, a gyorsulás-idő függvény pedig 2 lineáris szakasz – $a_1(t)$ és $a_2(t)$ – törésponttal, amely az a_3 , és nem tűnt fel a diákok egy részének, hogy a három – ugyanazon mozgást jellemző – függvény mondanivalója más. A mozgást három különböző szempont szerint vizsgáltuk.

– Néhányan egyszerűen egy darab lineáris szakaszként ábrázolták az út-idő függvényt, amely a probléma leegyszerűsítése. Ez a jellegzetes tévképzet ismert a szakirodalomból egészen más jellegű problémák esetében is.

– Többen sok pontot ábrázoltak, majd azokat abszolút nem tudatos módon összekötötték, aminek eredményeként nem figyelhető meg semmiféle görbealak az ábrán.

– Mások helyes számítás eredményeképp jól ábrázolták a három mozgásszakasz végét jelző út-idő pontokat, de azok nincsenek összekötve (tehát nem beszélhetünk grafikonról). Ezek a diákok nem tudták mit kezdeni a pontokkal, amiket számpárok formájában megkaptak, majd ábrázolnak Descartes-koordináta-rendszerben.

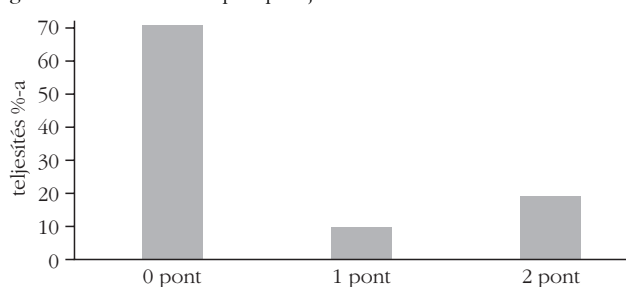
– Néhányan egy darab vízszintes (meredekség nélküli) szakaszként ábrázolták a teljes út-idő grafikon, mintha végig állna a test.

– Akadtak olyanok, akik egy „rendes” vagy „fordított” parabolát rajzoltak a két gyorsuló szakaszból.

– Sok esetben hiányoztak a tengelyfeliratok.

– Többen jól felrajzolták a görbealakat, de rosszul számították az útértékeket.

4. ábra. Föld- és környezettan alapszakra jelentkező diákok út-idő grafikon készítésére kapott pontjainak eloszlása.



– Néhányan az első két szakaszra jó görbealakot rajzoltak, majd a harmadik szakasz olyan, mint az első, a teljes függvénygörbe annak közepére szimmetrikus.

– Több diák esetében függőleges irányban visszakanyarodások láthatók a grafikonban (azaz ekkor csökken a megtett út, ami nem lehetséges, mert nem elmozdulás-ideő grafikonról beszélünk).

– Néhol vízszintes irányban vannak visszakanyarodások a grafikonban (visszafordul az idő!).

– Többen olyan függvényalakot rajzoltak, amelyben csúcsosodások jelennek meg.

– Több diák válaszában figyelhető meg inflexió pont a görbén (az első derivált nulla – azaz áll a test, és a második derivált is zérus, tehát gyorsulása sincs).

– Egyesek szakadással útfüggvényt rajzoltak (ami azt jelentené, hogy arrébb „teleportált” a test).

– Egyes válaszokban négy vagy öt szakasz különíthető el a három helyett.

– Volt olyan diák is, aki szinte függőleges szakaszt rajzolt nagyon nagy meredekséggel (ami nagyon nagy sebességet jelentene).

– Néhányan függőleges vagy vízszintes aszimptotájú függvényt rajzoltak.

Összefoglalóan azt lehet mondani, sok diák esetében nem érezhető, hogy tudatában lennének annak, hogy az út-ideő függvény érintőjének meredeksége kapcsolatban áll a sebesség nagyságával.

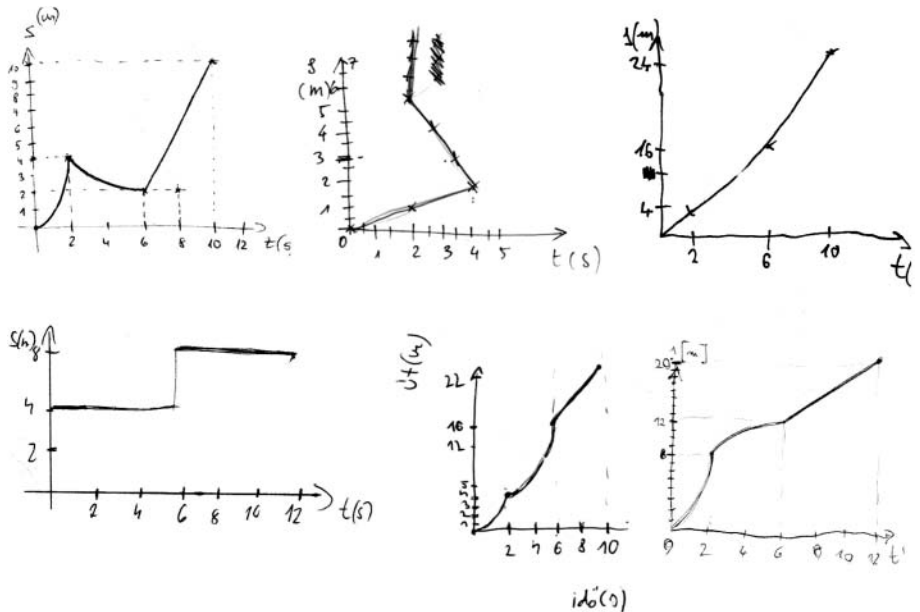
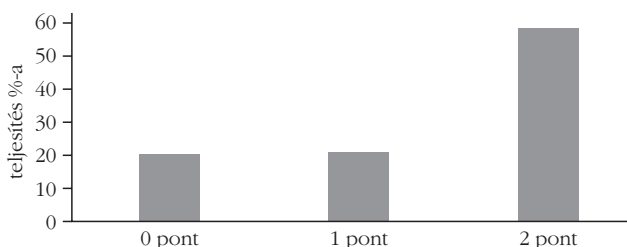
Sok diák nem tudja, hogy egyáltalán hogyan is nézhet ki egy $s(t)$ grafikon valós mozgásfolyamatok esetében. A feladatnak ezt a részét többben kihagyták.

Jellegzetes út-ideő grafikonok láthatók az 5. ábrán.

A *gyorsulásfüggvény* is 3 részből áll. 2 m/s^2 a gyorsulás a mozgás első szakaszában, majd lassulás $-0,5 \text{ m/s}^2$, végül 0, mivel állandó lesz a sebesség. Ez az időfüggő *sebességfüggvény derivált-függvénye*.

Hipotézisünk szerint a lassuló szakasznál vártunk problémát, mert ott negatív a gyorsulás, hiszen a sebesség csökken.

6. ábra. Fizika alapszakra jelentkező diákok gyorsulás-ideő grafikon készítésére kapott pontjainak eloszlása.



5. ábra. Montázs a válaszként adott út-ideő grafikonokból.

A 0, 1 és 2 pontot elért tanulók oszlopdiagramján látható, hogy a diákok majdnem 60%-a rendesen fel tudta rajzolni a grafikon (6. ábra). Tehát ez jóval könnyebb kérdésnek bizonyult. A megfelelő sebességértékeket le kellett olvasni a sebesség-ideő grafikonból, a gyorsulás definíciója alapján triviálisan kiszámítani a megfelelő értékeket, és azokat ábrázolni.

A föld- és környezetтанos diákok esetében sokkal gyengébb volt a teljesítmény (7. ábra).

Jellegzetes tévképzetek

– Várakozásunknak megfelelően a negatív gyorsulást sokan elrontották úgy, hogy jó a számított érték, de azt az 1. síknegyedbe tették a 4. síknegyed helyett.

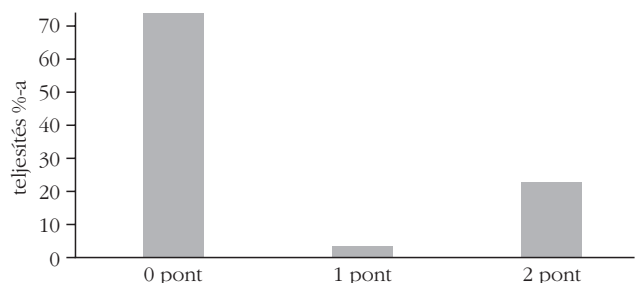
– Többen a negatív gyorsulást úgy rontották el, hogy már a számításnál kapott értékből is hiányzik a negatív előjel.

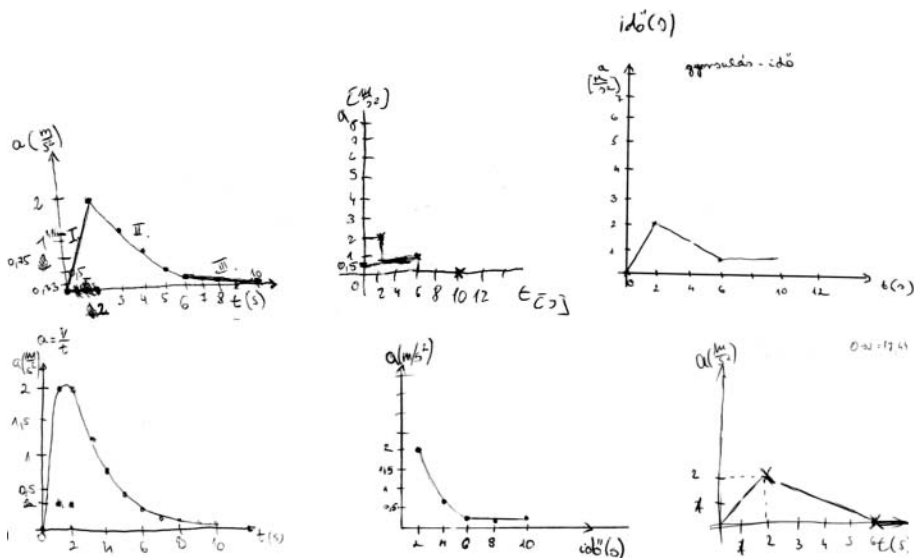
– Esetenként jó a függvényalak, de hibás a szám szerű eredmény (elszámolás).

– Mások pozitív gyorsulásnál egy pozitív meredekségű, negatív gyorsulásnál negatív meredekségű lineáris szakaszt rajzoltak a pozitív, illetve negatív konstans függvényszakaszok helyett.

– Sokan rajzoltak meredekséggel rendelkező $a(t)$ függvényt (amikor a $v(t)$ grafikonból látható, hogy csak állandó gyorsulás és egyenletes mozgás van).

7. ábra. Föld- és környezettan alapszakra jelentkező diákok gyorsulás-ideő grafikon készítésére kapott pontjainak eloszlása.





8. ábra. Néhány válaszként adott gyorsulás-idő grafikon.

– Többen a szakaszokat ferde vonallal kötötték össze (ezeken a részekeken meredeksége van az $a(t)$ függvénynek, ami nem lehet).

– A következő függvényalakok fordultak elő még a tanulói válaszokban: parabolaszakasz, fél parabola, hiperbola (függőleges és vízszintes aszimptota), négyzetgyökfüggvény, egyéb aszimptotával rendelkező függvény, konstans értékről exponenciális gyorsulás-csökkenés az időben, lépcsőzetes grafikon, hegyek-völgyek ábrázolása, csúcsosodást tartalmazó görbe, vízszintes irányba visszakanyarodó görbe (ekkor az időnek visszafelé kellene telnie...).

A diákok egy részénél valószínűleg azért jelennek meg a fentiekben felsorolt hibák, mert bizonyos függvényalakokat tanultak csak meg, és azok teljesen véletlenszerűen rögződtek a fejükben, nem kapcsolódva a tényleges jelentésükhöz. Többen felcserélték a tengelyeket, idő-gyorsulás ábrázolása a gyorsulás-idő helyett. És végül voltak olyan diákok, akik teljesen egyforma $s(t)$ és $a(t)$ függvényt rajzoltak, mondván valamelyik csak jó lesz.

A gyorsulás időfüggésének különleges elképzelései láthatók a 8. ábrán.

Következtetések, javaslatok

A grafikonok elkészítéséhez sokat segítene, ha a tanulók ismernék a differenciál- és az integrálszámítás alapjait! A mozgások leírása a 7., illetve a 9. évfolyamon grafikus formában is tananyag. Hasznos lenne erre a 11., illetve a 12. évfolyamon visszatérni a matematikai tanulmányok során.

Sokat segíthet, ha a feladatban szereplő grafikonhoz hasonló példákat úgy beszélnek meg a diákokkal, hogy egyszerre vizsgálják magát a test által végzett tényleges mozgást és a mozgást különböző szempontból jellemző grafikonokat.

Mikor, melyik időpillanatban hol van a test? Ott mekkora a pillanatnyi sebessége és a pillanatnyi gyorsulása? A három grafikonot célszerű szigorúan egymás

alá rajzolni, jelölve az időtengelyen a mozgás egyes szakaszait. Legfelül az út-idő grafikon, középen a sebesség-idő grafikon és legalul a gyorsulás-idő grafikon. Ezek így egymás derivált-függvényei, és lehetőség van arra, hogy a diákok több időpontban megnézzék a görbék érintőjét, és az érintő meredekségének nagyságát vizsgálják. Azaz „szemléletes deriválást” végezhetnek.

A sebességfüggvényből a gyorsulásfüggvény szintén deriválással kapható meg. A meredekség mind a három időszakaszban állandó érték, konstans függvény, csak kü-

lönböző értékűek. A középső szakasz esetében, amely a legkritikusabb, a meredekség negatív, a vízszintes függvényszakasz a 4. síknegyedbe kerül, hiszen csökken a sebesség.

A természettudományok tanulása során mindig kiemelt szerepet kaptak a kísérletek. A digitális környezet lehetővé teszi, hogy megfigyeléseinket, kísérleteinket rögzítsük, könnyen felidézhetővé tegyük, esetleg másokkal megosszuk.

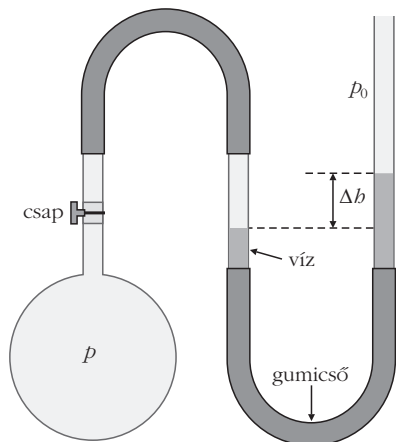
Grafikonok értelmezése és készítése egyaránt fontos eleme ennek a tanulási folyamatnak. Egyszerű eszközökkel, web-kamerával, digitális fényképezőgéppel például sebességmérést végezhetünk. A digitális mérő és adatgyűjtő eszközök segítségével felvett grafikon a lejátszódó folyamatok olyan elemeire is ráirányítják a figyelmet, amelyekről a hagyományos tanulási környezetben csak elbeszélés alapján szerezhettek tudomást a tanulók. Továbbá fontos lenne, hogy a diákok ne csupán lineáris változásokat elemezzenek! Hiszen már a legegyszerűbb változó mozgás – állandó gyorsulás – esetében sem lineáris az út-idő függvény.

Az informatikai-technikai környezet fejlődésével nem pusztán arról van szó, hogy egy új eszköz, vagy tanulási lehetőség alakult ki, hanem merőben újfajta tanulás térhódításának kezdeti lépéseit éljük. Nem utolsó szempont, hogy a diákok jelentős része otthonosan mozog az informatikai környezetben, annak felhasználása a tanulási folyamat során komoly motívációs értékkel is bír!

Mérési feladat

A diákoknak a feladatban megadott mérési eredményeket kellett ábrázolniuk, majd a grafikon segítségével következtetést levonniuk. A feladat a következő volt:

Egy torony alján levegőt zártunk be egy U-alakúra hajlított gumicsővel (üvegcsővel kiegészítve) ellátott



9. ábra. A berendezés.

lombikba. Az U-csőbe vizet töltöttünk és megjelöltük a vízszintet, majd a berendezést magunkkal vittük a toronyban. Eközben figyeltük a vízszint változását. Kezdetben az U-cső két szárában azonos volt a vízszintek magassága (9. ábra).

Menet közben a torony 4 különböző szintjén leolvastuk a vízszintkülönbségeket és feljegyeztük az információs táblákról az ezekhez tartozó magasságokat is az alábbi táblázatba. Az 5. szintre érve, ahol 42 mm volt a vízszintkülönbség, az információs tábláról hiányzott a magasság megjelölése. Milyen magasságban lehettünk ekkor?

	I. szint	II. szint	III. szint	IV. szint	V. szint
H (m)	8,1	15,9	20,1	23,5	?
b (mm)	8,1	16,5	21	25	42

a) Készítsék el az úgynevezett kalibrációs grafikon, a vízszintkülönbség b (mm) – magasságkülönbség H (m) függvényt!

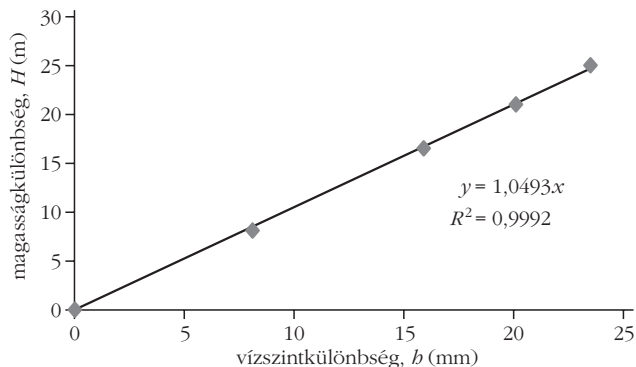
b) Feltételezve, hogy a légnyomás a kalibrációs grafikonon ábrázolt függvénynek megfelelő módon változik, becsülje meg az V. szint magasságát!

c) Milyen közelítő feltevést alkalmazott? Becsülje meg a magasságmérés hibáját!

A feladat célja az volt, hogy lássuk, a diákok mennyire képesek egy konkrét mérési szituációt elképzelni a leírás alapján (szövegértés), a mérési adatokat megfelelő módon ábrázolni, grafikon készíteni, majd abból megfelelő következtetéseket levonni. Esetünkben a hiányzó magasságértéket megbecsülni.

Képesek-e a diákok a hibalehetőségek számbavételére, mennyire jelenik meg válaszaikban az, hogy itt becslésről van szó? Képesek-e felmérni, hogy ebben az esetben valójában közelítésről van szó, egy exponenciális függést közelítünk lineárisal, valamint annak taglalására, hogy ezt miért tehetjük meg? Előzetesen arra gondoltunk, ez utóbbi kérdésre kapjuk a leggyengébb válaszokat.

A feladat helyes megoldása összesen 6 pontot ért. Részpontok: 2-2-2, az ábrázolás, a hiányzó érték leolvasása és a becslés, a hibalehetőségek számbavétele mindegyikére.



10. ábra. A tanulóktól elvárt kalibrációs grafikon.

Az elvárt megoldás

Az egyenes egyenletét azért tüntettük fel (10. ábra), hogy lássuk, szinte egy 45°-os egyenesről van szó, amennyiben a táblázatban megadott mértékegységekben ábrázolják az adatokat. Tehát a hiányzó magasság 41-42 m lehet.

A becslés során lineáris közelítést alkalmaztunk. A pontok csak közelítőleg vannak rajta az egyenesen, tehát már ezert is pontatlan a becslés, további hibalehetőségként jelenik meg a folyadékszint-különbségek leolvasása, esetlegesen a hőmérséklet megváltozása a magassággal stb.

A tanuló válaszok elemzése

Az elkészült grafikon alapján a hiányzó magasságértékre való következtetés nem bizonyult egyszerű feladatnak. A legnagyobb gondot a c) kérdés jelentette. Sokan, akik ténylegesen elkészítették a kalibrációs grafikon, nem vették észre, hogy az egészen jól közelíthető egyenessel. Egyszerűen nem jöttek rá, hogy a koordináta-rendszerben ábrázolt pontokat össze lehetne kötni, illetve sokan a tényleges pontokat kötötték össze és azokat nem közelítették egy egyenessel.

Voltak olyan diákok is, akik parabolával, sőt ellipszissel akartak közelíteni. Azt, hogy ez a barometrikus magasságformula közelítése, és hogy egy exponenciális függvényt közelítünk egyenessel, összesen egy diák írta le. Ezt a választ nem is vártuk, hiszen az nem középiskolai tananyag, sajnós.

Nagyon kevés diáknak jutott eszébe, hogy a folyadékszint-különbség mérése során előfordulhatnak leolvasási hibák.

Jellegzetes tévképzetek

– Volt a függvény típusára adott válaszok közt exponenciális is, ami a valós jelenségre igaz, de a közelítésre nem. Ebben az esetben nem megfelelően ismert a közelítés fogalma. Az illető valószínűleg hallott a barometrikus magasságformuláról.

– Több esetben látszott, hogy feltételeztek valamilyen függést, és amennyiben az előzetes tudásuk ellentmondott a kapott pontok által alkotható görbének, a tapasztalattal nem törődve előzetes tudásukból következő választ adtak. Ez a tény ismert a konstruktivista

didaktikából, ezért annyira fontos az előzetes tudás feltérképezése minden új anyag-rész tanításának kezdetén.

– Előfordultak követhetetlen úton kapott nonszensz eredmények, mint például 3,92 m, vagy 15 m. Sokan az ábrázolás során kapott pontokat egyszerűen összekötötték ahelyett, hogy szemre illesztettek volna egyenest.

– A legtöbb diáknál elmondható: nem tudják, hogy „közelről minden görbe egyenes”, azaz kis szakaszon bármely görbe közelíthető annak érintőjével.

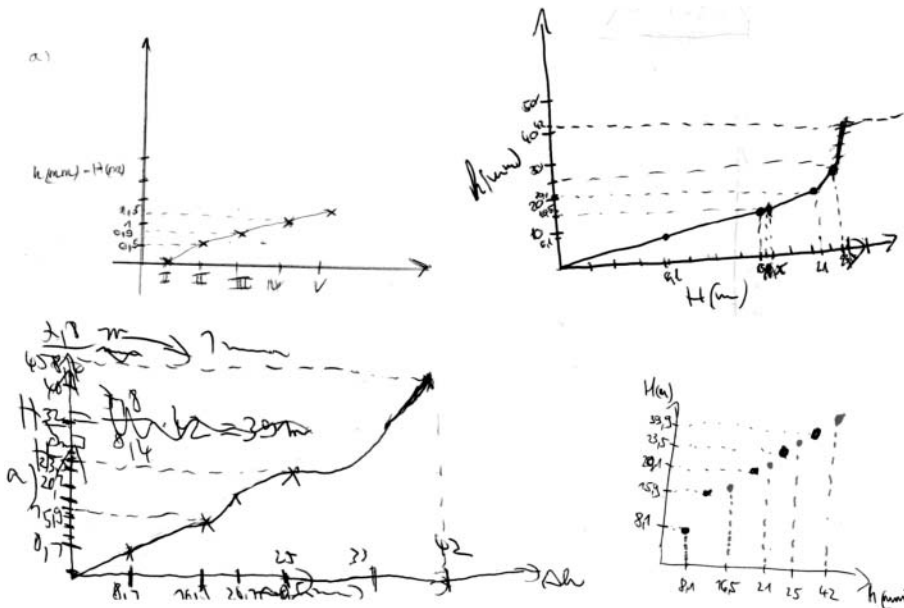
– Voltak, akik abszolút egy egyenesbe eső pontokat ábrázoltak, ami viszont nem teljesen igaz.

– A legtöbb diák nem ismerte fel, hogy az egyenes a közelítés.

– Sokan a mérési hibának csak pozitív bizonytalanságát adták meg a +/- helyett.

Sajátos kalibrációs elképzelések láthatók a 11. ábrán.

Akik maximális 6 pontot kaptak erre a kérdésre, azok 73,6%-osan teljesítették a dolgozatot, ami sokkal jobb, mint az átlag. A legtöbb jól teljesítő diák csillagász és fizikus szeretne lenni.



11. ábra. Jellegzetes rossz tanulói elképzelések a kalibrációs grafikonra.

A közoktatás során célszerű minél több tényleges mérési feladatot adni a tanulóknak, amelyet a feladathoz hasonlóan ki is értékelnek.

Amennyiben nincs mód a tényleges mérés elvégzésére, célszerű mások által elvégzett méréseket kiértékelni. Mérési adatok találhatóak az Interneten különböző témákból, de ilyen jellegű írásokat lehet találni például a *Fizikai Szemle* 2013/7–8. számában. Példánkhoz is egy, a *Fizikai Szemle* 2013/1. szám 26–31. oldalain olvasható cikk adta az ötletet.

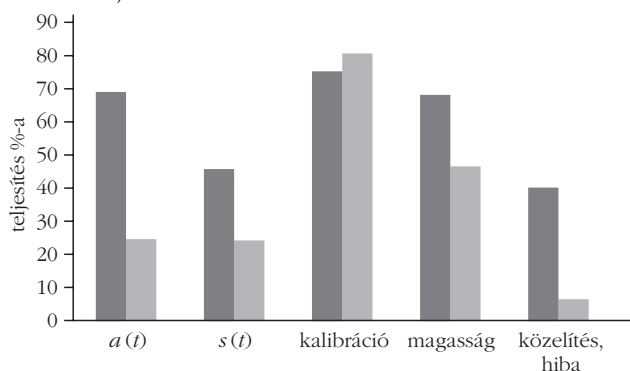
Írásunkban két olyan feladat tanulói megoldottságát elemeztük, amelyeket fontosnak gondolunk a fizikai szemlélet, a fizikai gondolkodásmód alakítása szempontjából. A probléma megoldásához mindkét esetben alkalmazni kellett a tanulók matematikai ismereteit is. Elemeztük a feladatmegoldások során előkerült jellegzetes tévképzeteket is, ezek a tanári munka fontos iránymutatói lehetnek a fogalmi rendszer alakítása során. Példát adtunk a szaktanári reflexió gyakorlatára, amelyet reményeink szerint eredményesen tudnak alkalmazni a kollégák a különböző minősítő eljárások dokumentumainak elkészítéséhez. Végül javaslatokat fogalmaztunk meg a tanári gyakorlat számára.

Összesített eredmények, következtetések, javaslatok

A két feladat esetében elért teljesítményeket a fizika alapszakos hallgatók esetében sötétebb szürkével, míg föld- és környezettan alapszakos hallgatókra a világosabb oszlopdiagrammal a 12. ábra mutatja.

Amint az ábrából látható, a diákok nem rendelkeznek a választott szak elsajátításához szükséges fizika-tudással és megfelelő szemlélettel. A fizikát alapszak-ként választók esetében is vannak hiányosságok.

12. ábra. Fizika alapszakos hallgatók (sötétebb oszlopok), valamint föld- és környezettan alapszakos hallgatók (világosabb oszlopok) összetett teljesítése a két feladatra.



Irodalom

- Csepeli György: Digitális generáció. http://www.csepeli.hu/pub/2003/csepeli_et_2003_45.pdf
- Gyarmati Éva: Ki van kulturális lemaradásban? Digitális Nemzedék Konferencia, ELTE tanulmánykötet 9–15, <http://issuu.com/elteppkoinf/docs/digitalisnemzedek/1>
- Gallai Ditta: Fizika a János-hegyen. Vetélkedő gimnazistáknak. *Fizikai Szemle* 53/1 (2013) 26–31.
- Nagy Mária, Radnóti Katalin: Problémamegoldás a Boltzmann-eloszlás témakörében. *Fizikai Szemle* 53/7–8 (2013) 252–257.
- Pál Mihály: Mechanikai mérések digitális technikával. *Fizikai Szemle* 62 (2012) 7–8.
- Riedel Miklós, Ágoston Istvánné, Fekete Pál Péter, Gulácsy Géza: Légnyomás magasságának mérése a CERN-i tanulmányúton. *Fizikai Szemle* 63/6 (2013) 210–213.
- Szokmány Tibor, Papp Katalin: A digitális fényképezőgép alkalmazása a fizika tanításban. *Fizikai Szemle* 57/6 (2007) 205–209.

A STROUHAL-SZÁM: EGY ÉRDEKES ADAT A MADARAK ÉS ROVAROK REPÜLÉSÉNEK VIZSGÁLATÁHOZ

Hágen András
Újvárosi Általános Iskola, Baja

A biomechanikában is fontos szerepet játszanak bizonyos dimenzió nélküli mennyiségek, amelyek lehetőséget adnak a különféle állatfajok mozgásának összehasonlítására, a különbségek és hasonlóságok számszerűsítésére. Egyik ilyen mennyiség a Strouhal-szám, amit *Vincenc Strouhal* (1850–1922) cseh fizikus vezetett be 1878-ban. Ő eredetileg a távíróhuzalok keltette zaj frekvenciájának tanulmányozására használta ezt a mennyiséget, de később a Kármán-féle aerodinamikában is szerepet kapott.

Áramló sűrűlódó folyadékokba vagy gázokba helyezett, nem kifejezetten áramvonalas test mögött örvénytér keletkezik, amennyiben az áramlás sebessége eléri egy adott értéket. Egymással ellentétes irányba forgó örvények jönnek létre, amelyeket elég nagy forgási sebesség elérése esetén – tehetetlenségükből adódóan – magával ragad a sűrűlódó közeg. A leszakadó örvények egyenként követik egymást és ellenkező forgásirányúak, ezt nevezzük a Kármán-féle örvénysornak.

A Kármán-féle örvénysor a Reynolds-számmal van szoros kapcsolatban: $Re = vd/\mu$, ahol v a μ kinematikai viszkozitású folyadék sebessége a d átmérőjű hosszú henger előtt. A Kármán-féle örvénysor 90 körüli Reynolds-szám felett jelenik meg.

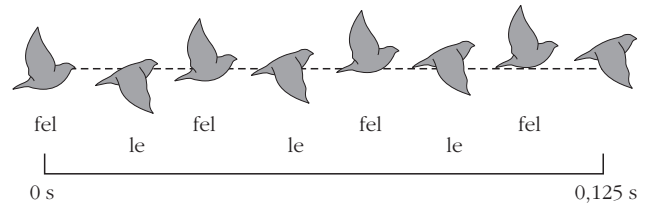
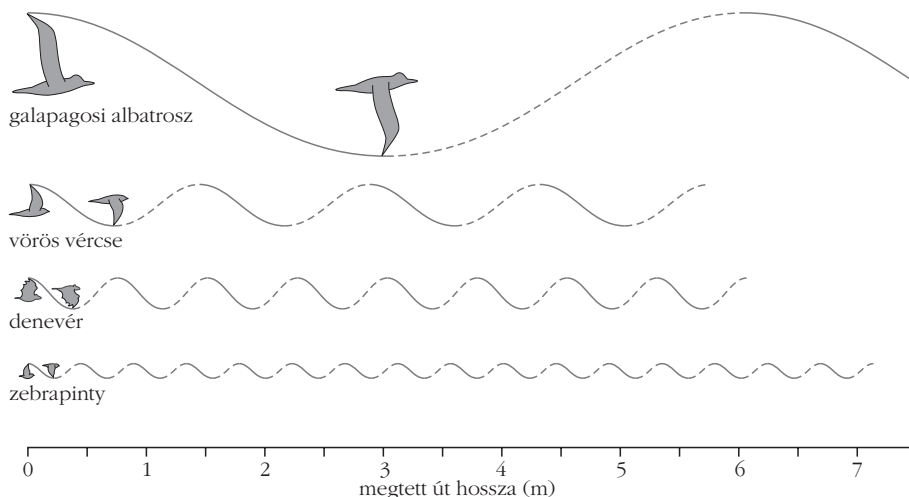
Az örvényleválás f frekvenciájával meghatározott

$$S = \frac{fd}{v}$$

Strouhal-szám érthetően kapott szerepet az örvényes áramlás sebességformuláiban.

A periodikus gerjesztés igencsak káros lehet, figyelemmel kell lenni az esetenként kialakuló és leváló örvénysorokra. Veszélyes helyzet alakulhat ki, ha

2. ábra. A galapagoszi albatrosz (*Phoebastria irrorata*), a vörös vércse (*Falco tinnunculus*), a jamaicai gyümölcsdenevér (*Artibeus jamaicensis*) és a zebra-pinty (*Taeniopygia guttata*) szárnycsapkodási amplitúdóinak szemléltetése [3].



1. ábra. A zebra-pinty (*Taeniopygia guttata*) szárnycsapkodása [3].

egy más mögött sorban több magas ipari hűtőtorony épült fel. A kör keresztmetszetű hosszú testeknél az örvényleválás f frekvenciája a Reynolds-szám és a Strouhal-szám közötti összefüggésből számítható.

A Strouhal-szám biomechanikai alkalmazása

A repülő madár (és rovar) egy teljes szárnycsapása két részből áll (1. ábra): az első részben lefelé csap a szárny, aminek hatására emelkedik a madár, a második részben pedig a szárny fellendül.

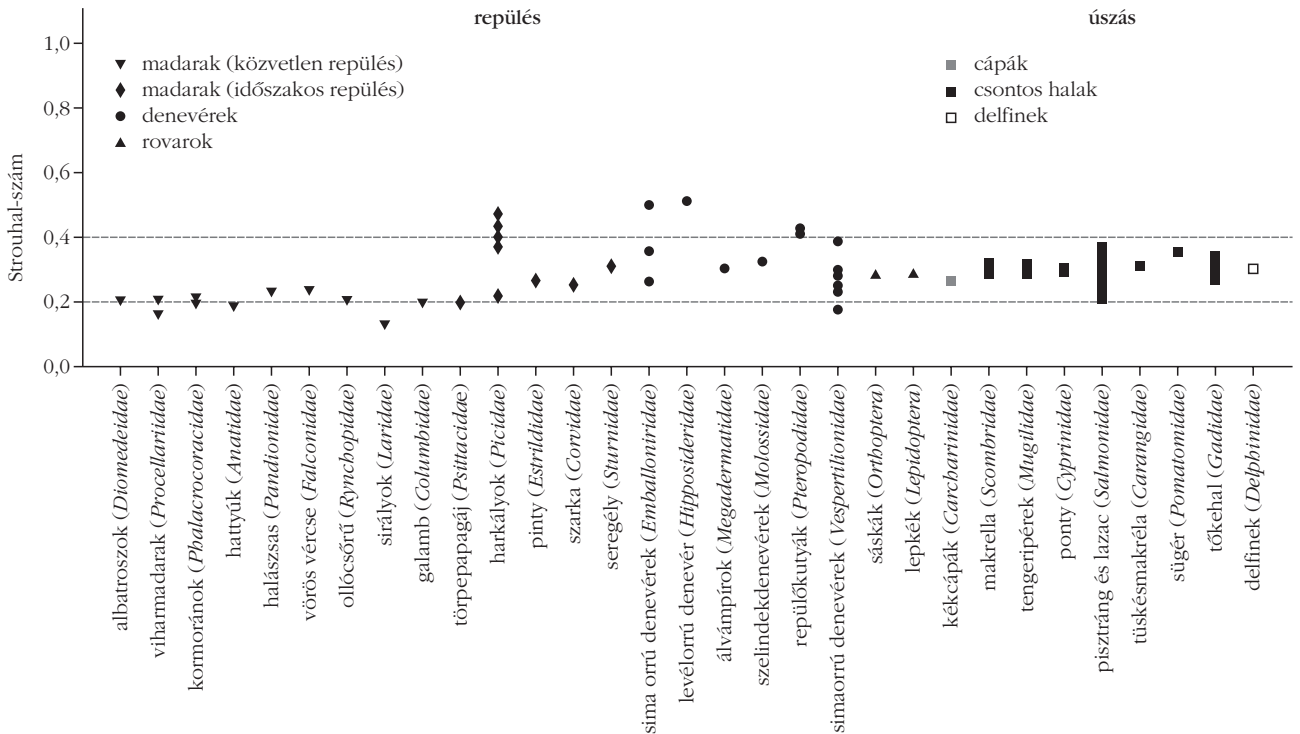
Az L szárnyfesztávolság a szárnyrezegetés amplitúdója, ami a szárny legfelső és legalsó állásában a szárnyvég helyének függőleges távolságát jelenti (2. ábra). Különböző madár-, és rovarfajok eltérő szögkitéréssel mozgatják szárnyaikat repülés közben. A madarak és rovarok teste természetes módon süllyed vagy emelkedik minden szárnycsapás közben, ami megfelel egy hullámzó mozgásnak. Habár az eltérő fajok különböző csapkodó mozgásokat végeznek szárnyaikkal, a szóban forgó hullámformák lehetővé teszik eltérő madárfajok repülési szokásainak összehasonlítását.

A madarak és a rovarok v repülési sebességét a szárnycsapkodás f frekvenciája és L amplitúdója egy viszonylag szűk tartományra korlátozza. Ezt a tartományt a mértékegység nélküli S Strouhal-számmal szokás jellemezni:

$$S = \frac{fL}{v},$$

ami a biomechanikában – a Kármán-féle örvényhez hasonlóan – a szabályozott örvénysorozatok növekedését és csökkenését határozza meg [1].

Taylor és munkatársai [1] a Strouhal-számot 42 különféle, normál sebességgel repülő madárra, denevérrre és rovarra (valamint halra, delfinre) határozták meg. Azt kapták,



3. ábra. 42 madárfaj, denevér és rovar (valamint halak, delfinek) Strouhal-száma kitaró repülés (úszás) közben. Látható, hogy $0,2 < S < 0,4$ [1]. A röpsebességhez közel (4-6 m/s) az álvámpír (*Megadermatidae*) Strouhal-száma $0,17 < S < 0,22$ értéktartományba esik, amely kapcsolatban van a hatékonyabb szárnymozgással. A harkályfélék (*Picidae*) magas Strouhal-értéke ($0,35 < S < 0,5$) ugyancsak a szárnymozgásra vezethető vissza. A sirályfélék (*Laridae*) alacsony Strouhal-száma azzal magyarázható, hogy a levegőben alapvetően inkább siklómozgást végeznek.

hogy Strouhal-szám csaknem mindig a 0,2–0,4 közti tartományba esik (3. ábra). Rohr és Fish [2] kiterjedtebb méréseket végeztek San Diegóban és a pennsylvaniai West Chesterben halakon, cápákon, delfineken és bálnákon. A megvizsgált vízi állatok nagy részének (44%) Strouhal-száma a 0,23–0,28 tartományba esett, de a többi is – a repülő állatokhoz hasonlóan – 0,2–0,4 között volt. Taylor és munkatársai [1], valamint Rohr és Fish [2] által a madarak röppályáján számolt Strouhal-számok (0,2–0,4) jól jellemzik a hatékony mozgássebességet hosszú távú, kitaró repüléskor (4. ábra).

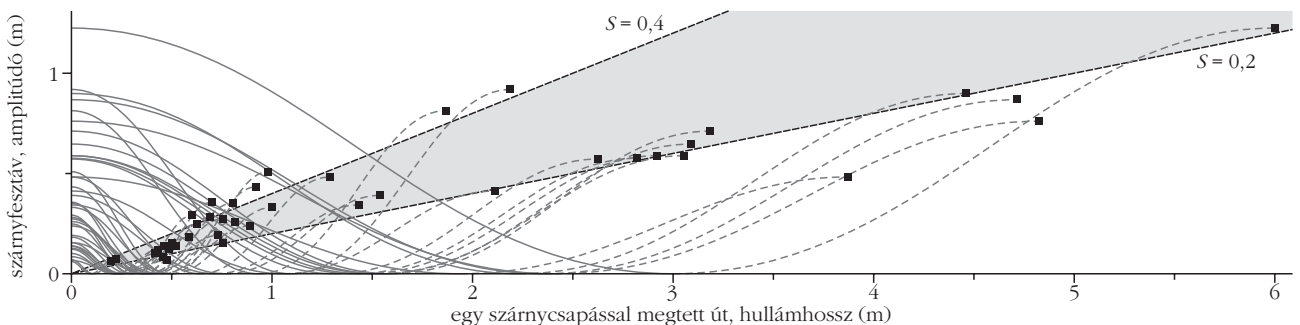
Annak érdekében, hogy Taylor és munkatársai [1], valamint Rohr és Fish [2] Strouhal-értékeit kiegészítsem, a 2013 májusában és júniusában a dunai árvíz idején emberközébe került 9 különféle vízimadárfaj (a bakcsó képét az 5. ábra mutatja) Strouhal-számát

határoztam meg, valamint a Kárpát-medencében nagyon gyakori nyolc szárnyas rovarfajt vizsgáltam meg. E kilenc vizsgált repülő madár közül hat kifejezetten nyári, és három „őshonos” a Kárpát-medencében. E madarak paramétereit és Strouhal-számát az 1. táblázatban összesítettem.

A kapott Strouhal-számokat összevetve Taylor és munkatársai [1] S -értékeivel, kiderült, hogy azok nagyjából egyformák. Tehát a vizsgált madarak Strouhal-számai – az L szárnyfeszítvolságától szinte függetlenül – egy viszonylag szűk tartományba esnek.

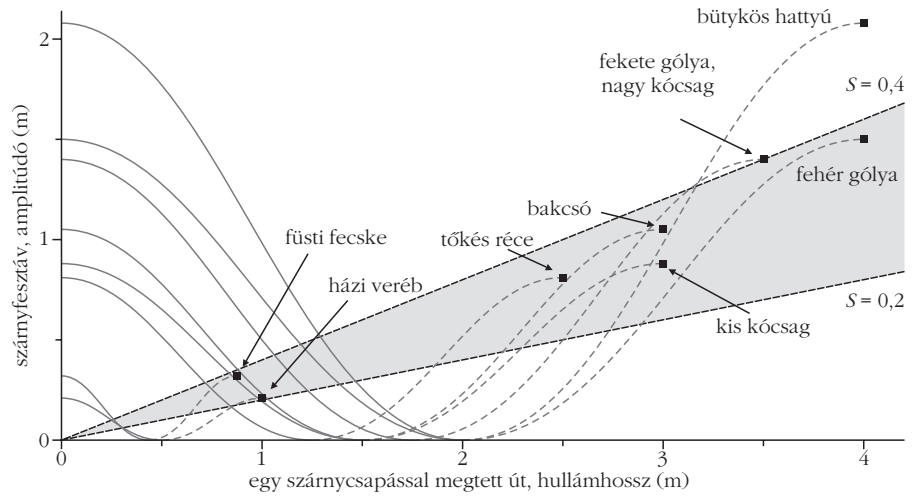
Az általam megfigyelt madarak repülési paramétereiből (L szárnyfeszítvolság, valamint f szárnycsapásfrekvencia és v sebesség) is elkészíthető a Strouhal-számot grafikusán megjelenítő, 4. ábrának megfelelő, szárnyfeszítv és az egy szárnycsapással megtett utat mutató 6. ábra.

4. ábra. 42 madárfaj, denevér és rovar Strouhal-számának grafikus meghatározása kitaró repülés közben. A Strouhal-szám a szárnyfeszítv és az egy szárnycsapással megtett út hányadosaként adódik. Jól látható, hogy a repülő állatok Strouhal-száma általában a 0,2–0,4 meredekségű egyenesek közé esik [3].





5. ábra. Egy bakcsó a Duna árterében (fotó: Hágen András, 2013).



6. ábra. Az általam megfigyelt kilenc madár Strouhal-számának grafikus meghatározása. A Strouhal-szám a szárnyfesztáv és az egy szárnycsapással megtett út hányadosaként adódik. Jól látható, hogy a madarak Strouhal-száma – a szárnyához képest nagy testű bütykös hattyú kivételével – a 0,2–0,4 meredekségű egyenesek közé esik.

1. táblázat				
A vizsgált – főleg vízi – madarak paraméterei és Strouhal-száma				
madárfaj	szárnycsapás/ másodperc $f(1/s)$	szárnyfesztávolság $L(m)$	röppebesség $v(m/s)$	Strouhal-szám S
bütykös hattyú (<i>Cygnus olor</i>)	~1,5	2,08	~6	0,52
fehér gólya (<i>Ciconia ciconia</i>)	~2	1,50	~8	0,37
fekete gólya (<i>Ciconia nigra</i>)	~2	1,40	~7	0,40
nagy kócsag (<i>Egretta alba</i>)	~2	1,40	~7	0,40
bakcsó (<i>Nycticorax nycticorax</i>)	~2	1,05	~6	0,35
kis kócsag (<i>Egretta garzetta</i>)	~2	0,88	~6	0,29
tőkés réce (<i>Anas platyrhynchos</i>)	~2	0,81	~5	0,32
füsti fecske (<i>Hirundo rustica</i>)	~8	0,32	~7	0,36
házi veréb (<i>Passer domesticus</i>)	~8	0,21	~8	0,21

A szerző megfigyelései (f , v) a 2013. május-júniusi dunai árvíz idején történtek a Bács-Kiskun megyei Dunafalva és Szeremle közötti 9 km hosszú Duna-szakaszon. Az L szárnyfesztávolság numerikus adatai a Világhálóról (Wikipedia) származnak.

2. táblázat				
Nyolc vizsgált rovarfajta fizikai paraméterei és a Strouhal-szám				
rovarfaj	szárnycsapás/ másodperc $f(1/s)$	szárnyfesztávolság $L(m)$	röppebesség $v(m/s)$	Strouhal-szám S
sávost szitakötő (<i>Calopteryx splendens</i>)	20	0,07	~4	0,35
szudétabögöly (<i>Tabanus sudeticus</i>)	100	0,03	~14	0,21
májusi cserebogár (<i>Melolontha melolontha</i>)	46	0,03	~4	0,34
fagyalszender (<i>Sphinx ligustri</i>)	72	0,08	~14	0,38
káposztalepke (<i>Pieris brassicae</i>)	12	0,04	~2	0,24
házi légy (<i>Musca domestica</i>)	100	0,008	~2	0,40
nyugati mézelő méh (<i>Apis mellifera</i>)	180	0,009	~4	0,40
gyűrűs szúnyog (nőstény) (<i>Theobaldia annulata</i>)	450	0,005	~6	0,37

A másodpercenkénti szárnycsapásokat és a röppebességet Greguss [4] vizsgálataiból kölcsönöztem, a szárnyfesztávolság numerikus adatait a világhálóról (Wikipedia) gyűjtöttem.

A Kárpát-medencei madárfajokat követően a 2. táblázatban 8 rovarfaj Strouhal-számát határoztam meg. Ezen értékek is a 0,2–0,4 tartományba estek, bizonyítva a Strouhal-szám méretfüggetlenségét.

Taylor és munkatársai [1] kutatásukban azt kapták, hogy a kisebb madaraknak és rovaroknak eredendően nagyobb a meghatározott örvénylési sorozata, azaz Strouhal-száma, és csak akkor kisebb, ha szakaszos repülést, úgynevezett cirkáló repülést végeznek. Taylor és munkatársai [1] kutatása szerint az átlagos röpebességgel utazó madarakat magasabb Strouhal-szám, míg a nagyon lassú utazósebességet alacsony Strouhal-szám jellemzi, hasonlóan például az 5. ábrán a kis kócsag Strouhal-számához. A magas S érték-nél a repülő madár vagy rovar szárnya – felfelé történő mozgás közben – ütközik a légkörben kialakuló örvénnyel, amely hatásos energianyerési módot biztosít az élőlény számára a repüléshez.

Az optimális Strouhal-szám a szárny (uszony) kinematikai és morfológiai paramétereinek függvényében változik, de úgy tűnik, hogy a $0,2 < S < 0,4$ értékek általánosak. Ez széles körben igaz a repülő és az úszó állatokra.

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszöni Horváth Gábornak (ELTE Biológiai Fizika Tanszék) a kézirat megírásában és pontosításához nyújtott segítségét.

Irodalom

1. G. K. Taylor, R. L. Nudds, A. L. R. Thomas: Flying and swimming animals cruise at a Strouhal number tuned for high power efficiency. *Nature* 425 (2003) 707–711.
2. J. J. Rohr, F. E. Fish: Strouhal numbers and optimization of swimming by odontocete cetaceans. *Journal of Experimental Biology* 207 (2004) 1633–1642.
3. <http://style.org/strouhalflight>
4. Greguss P.: Eleven találmányok. *Móra Ferenc Ifjúsági Könyvkiadó* (1978) 275.

HÍREK – ESEMÉNYEK

BÚCSÚ HUSZÁR MIKLÓSTÓL

Huszár Miklós 1961-ben, 23 éves korában diplomázott az ELTE-n. Jánossy Lajos professzor, az Atomfizikai Tanszék vezető tanára, a KFKI igazgatója felfigyelt Miklós kiemelkedő tehetségére, és felvette őt a KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán működő Elméleti Kutató Csoportjába. Eredményes együttműködésükről két közös publikáció tanúskodik, de Miklós már ekkor is végzett önálló kutatómunkát. Érdeklődése az elméleti részecskefizika matematikai problémái felé fordult.

1968-tól három évet töltött a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet Elméleti Laboratóriumában J. A. Szmorogyinszkij professzor, a Landau-iskola neves tagja munkatársaként. A Lorentz-csoport uni-tér ábrázolásairól közösen írt cikkeik, majd Miklós további önálló eredményei komoly nemzetközi visszhangra találtak, a *Mathematical Reviews* folyóirat állandó lektornak kérte fel. Kandidátusi disszertációját is ebből a témakörből írta és Dubnában védte meg 1971-ben.



Miklós részt vállalt az elméleti fizika oktatásában és népszerűsítésében. Csoportelméletből éveken át tartott speciális kurzusokat az ELTE-n. A Gondolat kiadó fel-

kérésére szerzőtársával, Füstöss Lászlóval széles olvasótáborhoz szóló, értékes és érdekes könyvet írtak *Maxwell* életéről és munkásságáról. Az 1968-ban megjelent könyv az egyetlen magyar nyelvű mű a 19. század nagy fizikusáról.

Dubnából hazatérve Miklós a KFKI Ré-szecske- és Magfizikai Intézetének Elméleti Osztályán folytatta munkáját. Szerény, szeretetre méltó, segítőkész kollégát ismertünk meg benne. Matematikai problémáinkkal bizalommal fordulhattunk hozzá, szinte mindig tudott utat mutatni a megoldás felé. Ez a '80-as évek kezdetétől is még sokáig így volt, bár elhatalmasodó pszichiátriai betegsége miatt már nem volt képes az önálló alkotó munkára. Az utóbbi években egyre ritkábban jött be az Intézetbe, és kedves, szelíd humorú szavaiba szomorúság vegyült. Emléke velünk marad.

Frenkel Andor

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-mail címe: mail.elft@gmail.com

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

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

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

Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál a fenti címen, illetve átutalással vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyzámlán.

Megjelenik évente 11 alkalommal (egy duplaszámmal), egyes szám ára: 800.- Ft (illetve 1600.- Ft) + postaköltség.

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

A TÁRSULATI ÉLET HÍREI

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közhasznúsági jelentése a 2013. évről

A Fővárosi Bíróság 1999. április hó 26-án kelt 13. Pk. 60451/1989/13. sz. végzésével a 396. sorszám alatt nyilvántartásba vett Eötvös Loránd Fizikai Társulatot közhasznú szervezetnek minősítette. A Társulat önálló jogi személy, amely az egyesülési jogról, a közhasznú jogállásról, valamint a civil szervezetek működéséről és támogatásáról szóló 2011. évi CLXXV. törvény („Civil törvény”) keretei között közhasznú civil szervezetként működik. Ez a közhasznúsági jelentés az említett jogszabály előírásainak figyelembe vételével készült.

I. rész – Gazdálkodási és számviteli beszámoló Mérleg és eredmény-kimutatás

A Társulat 2013. évi gazdálkodásáról számot adó mérleget a jelen közhasznúsági jelentés 1. sz. melléklete tartalmazza. A 2. sz. mellékletként csatolt eredménykimutatás szerint jelentkezett 1 502 eFt tárgyévi eredmény a mérlegben tőkeváltozásként kerül átvezetésre. A 3. sz. melléklet tartalmazza a közhasznú jogállás megállapításához szükséges mutatókat. A mellékletekben szereplő adatokat *Pusztainé Holczer Magdolna* bejegyzett mérlegképes könyvelő állította össze.

Költségvetési és pályázati támogatás és felhasználása

Központi költségvetésből a Társulat 2013-ban 6 000 eFt-ot kapott. Ebből 3 000 eFt-ot a Nemzeti Kulturális Alaptól a *Fizikai Szemle* megjelentetésének, szerkesztési és nyomdai költségeinek részbeni fedezésére; 2 000 eFt-ot az Emberi Erőforrások Minisztériumától a XXIII. Öveges József Kárpát-medencei Fizikaverseny lebonyolításával kapcsolatos dologi kiadások részbeni fedezetére; 1 000 eFt-ot pedig a Nemzeti Együttműködési Alaptól szakmai programok szervezésére, működési költségekre. Emellett pályázati úton a Társulat elnyert 1 500 eFt támogatást a Jövők Nukleáris Energetikusáért Alapítványtól, amit a CERN-i tanártovábbképzés költségeinek részbeni fedezésére fordítottunk. A Társulat az MTA-tól 2 800 eFt-ot kapott a *Fizikai Szemle* előállítás költségeinek részleges fedezésére.

Kimutatás a vagyon felhasználásáról

E kimutatás elkészítéséhez tartalmi előírások nem állnak rendelkezésre, így a Társulat vagyonának felhasználását illetően csak a mérleg forrásoldalának elemzésére szorítkozhatunk. A Társulat vagyonát tőkéje testesíti meg, amely a tárgyév eredményének figyelembevételével 1 502 eFt értékben növekedett. Így az 1989. évi állapotot tükröző induló tőkéhez (7 581 eFt) képest a tárgyév mérlegében mutatkozó, halmozott induló tőkeváltozás (-3 689 eFt) ezzel az értékkel növekedett, értéke tehát jelenleg -2 187 eFt.

Így a Társulat saját tőkéjének jelenlegi, a mérleg szerint és a tárgyév eredményének figyelembe vételével számított értéke 5 394 eFt, szemben a tárgyévet megelőző, 2012. évre vonatkozó, hasonlóképpen számított 3 892 eFt tőkeértékkel, ami jelentős növekedés.

Tagdíj és a személyi jövedelemadó 1%-a

A Társulat a tagdíjából 2013-ban 9 604 eFt bevételhez jutott (4 906 eFt magánszemélyektől, 4 695 eFt jogi személyektől). Ez valamivel több a 2012-es tagdíjak 9 373 eFt összegénél. A 2012. évi személyi jövedelemadó 1%-ának a Társulat céljaira történt felajánlásából a tárgyévben 782 eFt bevétel származott, ami sajnos kevesebb az előző évi 886 eFt-nál. Ezt az összeget a Társulat a *Fizikai Szemle* nyomdai költségeinek részleges fedezeteként, valamint a Társulat által szervezett tehetséggondozó versenyek támogatására használta fel.

Cél szerinti juttatások

A Társulat valamennyi természetes tagja (jelenleg 810 fő) – a fennálló tagsági viszony alapján – a tagok számára természetben nyújtott, cél szerinti juttatásként kapta meg a Társulat hivatalos folyóirata, a *Fizikai Szemle* 2013-ban megjelentetett évfolyamának számait.

Közcélú támogatások, adományok

A Társulat 2013-ban összesen 9 675 eFt közcélú támogatást kapott, ami tartalmazza a központi költségvetésből, illetve pályázatból, valamint a személyi jövedelemadó 1%-ából kapott összegeket.

Ezeket túlmenően kapott támogatások:

Ericsson	600 eFt
MATFUND Alapítvány	300 eFt
Békés megyei támogatók	252 eFt
Természettudományi és Műszaki Alapítvány	150 eFt
Morgan Stanley	90 eFt

A Társulat 2013-ban 5 285 eFt adományt is kapott:

MOL Magyar Olaj- és Gázipari Nyrt.	3 500 eFt
National Instruments Hungary Kft.	500 eFt
Paks 2	450 eFt
Springer Verlag	435 eFt
Paksi Atomerőmű Zrt.	400 eFt

A fenti támogatásokat, adományokat tanárok továbbképzésére, tanulmányútra és tehetséggondozó versenyek szervezésére fordítottuk.

Vezető tisztségviselőknek nyújtott juttatások

A Társulat vezető tisztségviselői ezen a címen 2013-ban sem részesültek semmilyen külön juttatásban. A tisztségviselők a Társulat tagjaiként, a Társulat vala-

A 2013. év mérlege

mennyi tagjának – a tagsági viszony alapján – járó cél szerinti juttatásként kapták meg a *Fizikai Szemle* 2013. évi évfolyamának számait.

II. rész – Tartalmi beszámoló a közhasznú tevékenységről

A Társulat közhasznú tevékenységeit a következő négy csoportba osztva foglaljuk össze: tudományos tevékenység, kutatás; szakmai folyóiratok, kulturális örökség megóvása; tehetséggondozás, képességfejlesztés, ismeretterjesztés; valamint köznevelés, tanártovábbképzés.

Tudományos tevékenység, kutatás

A tudományos tevékenység és a kutatás területén a tudományos eredmények közzétételének, azok terjesztésének, megvitatásának színteret adó iskolák, tudományos konferenciák, előadói ülések, előadás-sorozatok, valamint más tudományos rendezvények szervezését és lebonyolítását emeljük ki. Például Fizikus Vándorgyűlés, 3. Doktori Konferencia (DOFFI), 38. Sugárvédelmi továbbképző tanfolyam, Vákuumfizikai tanfolyam, Statisztikus fizikai napok, Részecskefizikai szemináriumok és iskola, Marx György emlékülés, *Johannes Zittartz* tiszteletbeli tag székfoglaló előadása.

A Területi és Szakcsoportok által szervezett előadás-sorozatok, bemutató előadások. Például Egy kis esti fizika, Fizikus Napok, Sokszínű Optika Nyári Iskola, Kutatók Éjszakája.

A közhasznú tevékenységhez kapcsolódó jogszabály: 2004. évi CXXXIV. tv. a kutatás-fejlesztésről és a technológiai innovációról 5. § (1). A közhasznú tevékenység célcsoportja és a tevékenységből részesülők létszáma: kutatók, egyetemi oktatók, fizikusok, orvosok (860 fő). A közhasznú tevékenység főbb eredményei: legújabb tudományos eredmények széleskörű ismertetése.

Szakmai folyóiratok, kulturális örökség megóvása

A Társulat gondozásában 1951 óta havonta megjelenő hivatalos folyóirat a *Fizikai Szemle*. 2013-ban a *Fizikai Szemle* mellékleteként csillagászati témájú kiadvány jelent meg. A Kulturális Örökség Díjas *Középiskolai Matematikai és Fizikai Lapok* társtulajdonosaként támogatjuk a folyóirat megjelenését. Kulturális örökségünk megóvása érdekében rendszeresen megkoszorúzzuk fizikus nagyjaink síremlékét. Például *Eötvös Loránd* síremléke, *Bozóky László* síremléke, *Gábor Dénes* emléktáblája, *Marx György* síremléke, és további fizikus nagyjaink síremlékének, emléktáblájának koszorúzása.

A közhasznú tevékenységhez kapcsolódó jogszabály: 2001. évi LXIV. tv. a kulturális örökség védelméről 5. § (1). A közhasznú tevékenység célcsoportja és a tevékenységből részesülők létszáma: diákok, oktatók,

Megnevezés	előző év (eFt)	tárgyév (eFt)
ESZKÖZÖK (AKTÍVÁK)		
<i>A. Befektetett eszközök</i>	191	115
Immateriális javak	30	16
Tárgyi eszközök	161	99
Befektetett pénzügyi eszközöl	0	0
<i>B. Forgóeszközök</i>	8952	11746
Készletek	0	0
Követelések	927	2923
Értékpapírok	0	0
Pénzeszközök	8025	8823
<i>C. Aktív időbeli elhatárolások</i>	0	300
ESZKÖZÖK (AKTÍVÁK) ÖSSZESEN	9143	12161
FORRÁSOK (PASSZÍVÁK)		
<i>D. Saját tőke</i>	3892	5394
Induló tőke (1989)	7581	7581
Tőkeváltozás	-3969	-3689
Lekötött tartalék	0	0
Értékelési tartalék	0	0
Tárgyévi eredmény alaptevékenységből	225	-454
Tárgyévi eredmény vállalkozási tevékenységből	55	1956
<i>E. Céltartalékok</i>	0	0
<i>F. Kötelezettségek</i>	2411	2802
I. Hátrasorolt kötelezettségek	0	0
II. Hosszú lejáratú kötelezettségek	0	0
III. Rövid lejáratú kötelezettségek	2411	2802
<i>G. Passzív időbeli elhatárolások</i>	2840	3965
FORRÁSOK (PASSZÍVÁK) ÖSSZESEN	9143	12161

pedagógusok, fizikusok, orvosok (5200 fő). A közhasznú tevékenység főbb eredményei: ismeretterjesztés, tehetséggondozás, kulturális értékek megőrzése.

Tehetséggondozás, képességfejlesztés, ismeretterjesztés

A Társulat 2013-ban is megrendezte országos és helyi jellegű fizikaversenyeit. Például Eötvös-verseny, Ortway Rudolf nemzetközi fizikai feladatmegoldó verseny, Öveges József Kárpát-medencei Fizikaverseny, Országos Szilárd Leó fizikaverseny, Mikola-verseny, Budó Agoston Fizikai Feladatmegoldó Verseny, Lánzos Kornél Fizikaverseny, Hatvani István Fizikaverseny, Bay Zoltán Fizikaverseny, Simonyi Károly Fizikaverseny, Varázstorony vetélkedő, Játsszunk Fizikát verseny.

A Társulatnak a képességfejlesztés szolgálatában álló tevékenysége az általános iskolai korosztálytól kezdve az egyetemi oktatásban résztvevőig terve-

Az egyszerűsített éves beszámoló eredménykimutatása a 2013. évről

	alaptevékenység		vállalkozási tevékenység		összesen	
	előző év (eFt)	tárgyév (eFt)	előző év (eFt)	tárgyév (eFt)	előző év (eFt)	tárgyév (eFt)
BEVÉTELEK						
1. Értékesítés nettó árbevétele	14 437	15 294	3 407	2 620	17 844	17 914
2. Aktivált saját teljesítmények értéke	0	0	0	0	0	0
3. Egyéb bevételek	23 041	24 564	0	0	23 041	24 564
– tagdíj, alapítótól kapott befizetés	9 373	9 604	0	0	9 373	9 604
– támogatások	6 975	9 675	0	0	6 975	9 675
– adományok	5 045	5 285	0	0	5 045	5 285
4. Pénzügyi műveletek bevételei	282	207	0	0	282	207
5. Rendkívüli bevételek	0	4	0	0	0	4
ebből: alapítótól kapott befizetés	0	0	0	0	0	0
támogatások	0	0	0	0	0	0
A. Összes bevétel (1+2+3+4+5)	37 760	40 069	3 407	2 620	41 167	42 689
ebből: közhasznú tevékenységek bevételei	37 478	27 466	0	0	37 478	27 466
RÁFORDÍTÁSOK						
6. Anyagjellegű ráfordítások	22 457	24 235	3 352	85	25 809	24 320
7. Személyi jellegű ráfordítások	14 365	15 607	0	528	14 365	16 135
ebből: vezető tisztségviselők juttatásai	0	0	0	0	0	0
8. Értékcsökkenési leírás	140	76	0	0	140	76
9. Egyéb ráfordítások	573	138	0	24	573	162
10. Pénzügyi műveletek ráfordításai	0	467	0	27	0	494
11. Rendkívüli ráfordítások	0	0	0	0	0	0
B. Összes ráfordítás (6+7+8+9+10+11)	37 535	40 523	3 352	664	40 887	41 187
ebből: közhasznú tevékenység ráfordításai	37 007	34 478	0	0	37 007	34 478
EREDMÉNY						
C. Adózás előtti eredmény (A+B)	225	-454	55	1 956	280	1 502
12. Adófizetési kötelezettség	0	0	0	0	0	0
D. Adózott eredmény (C-12)	225	-454	55	1 956	280	1 502
13. Jávahagyott osztalék	0	0	0	0	0	0
E. Tárgyévi eredmény (D-13)	225	-454	55	1 956	280	1 502
TÁJÉKOZTATÓ ADATOK						
A. Központi költségvetési támogatás	2 100	6 000	0	0	2 100	6 000
B. Helyi önkormányzati költségvetési támogatás	95	0	0	0	95	0
C. Az Európai Unió strukturális alapjaiból, illetve a Kohéziós Alapból nyújtott támogatás	0	0	0	0	0	0
D. Normatív támogatás	0	0	0	0	0	0
E. A személyi jövedelemadó meghatározott részének az adózó rendelkezése szerinti felhasználásáról szóló 1996. évi CXXVI. tv. alapján átutalt összeg	886	782	0	0	886	782
F. Közszolgáltatási bevétel	10 512	0	0	0	10 512	0

dően kínál felmérési lehetőséget a fizika iránt fokozott érdeklődést mutató diákok, hallgatók számára. A 2013-ban szervezett és lebonyolított, adott esetben több száz főt is megmozgató versenyek száma változatlanul meghaladja a húszat. Ezek között számos

olyan is szerepel, amelyek hosszabb idő óta évente rendszeresen megrendezésre kerülnek. A Társulat szervezésében működik a Nemzetközi Fizikai Diákolimpiára felkészítő szakkör. Szakmai felügyeletet látunk el a BSCA kuratóriumán keresztül a Csodák

Közhasznú jogállás megállapításához szükséges mutatók

Alapadatok	(eFt)	
	előző év (1)	tárgyév (2)
A. Vezető tisztségviselőknek nyújtott juttatás összesen	0	0
B. Éves összes bevétel ebből:	41 167	42 689
C. A személyi jövedelemadó meghatározott részének az adózó rendelkezése szerinti felhasználásáról szóló 1996. évi CXXVI. tv. alapján átutalt összeg	886	782
D. Közszolgáltatási bevétel	10 512	0
E. Normatív támogatás	0	0
F. Az Európai Unió strukturális alapjaiból, illetve a Kohéziós Alapból nyújtott támogatás	0	0
G. Korrigált bevétel [B-(C+D+E+F)]	29 769	41 907
H. Összes ráfordítás (kiadás) ebből	40 887	41 187
I. Személyi jellegű ráfordítás	14 365	16 135
J. Közhasznú tevékenység ráfordításai	37 007	34 478
K. Adózott eredmény	280	1 502
L. A szervezet munkájában közreműködő közérdekű önkéntes tevékenységet végző személyek száma (a közérdekű önkéntes tevékenységről szóló 2005. évi LXXXVIII. tv-nek megfelelően)		
Erőforrás-ellátottság mutatói	mutató teljesítése	
	igen	nem
Ectv. 32. § (4) a) [(B1+B2)/2 > 1 000 000,- Ft]	×	
Ectv. 32. § (4) b) [K1+K2 ≥ 0]	×	
Ectv. 32. § (4) c) [(I1+I2-A1-A2)/(H1+H2) ≥ 0,25]	×	
Társadalmi támogatottság mutatói	mutató teljesítése	
	igen	nem
Ectv. 32. § (5) a) [(C1+C2)/(G1+G2) ≥ 0,02]	×	
Ectv. 32. § (5) b) [(J1+J2)/(H1+H2) ≥ 0,5]	×	
Ectv. 32. § (5) c) [(L1+L2)/2 ≥ 10 fő]		×

Palotája működése fölött. Az igen sikeres Fizibusz program az ELMŰ támogatásával 2013-ban meghaladta az 1000. bemutatót. Említést érdemel még az Ericsson támogatásával megrendezett Kutatók Éjszakája.

A közhasznú tevékenységhez kapcsolódó jogszabály: 2011. évi CXCV. tv. a nemzeti köznevelésről 19. §. A közhasznú tevékenység célcsoportja és a tevékenységből részesülők létszáma: diákok, főiskolai és egye-

temi hallgatók (4200 fő). A közhasznú tevékenység főbb eredményei: érdeklődés felkeltése a fizika és a természettudományok iránt. Tehetségek megtalálása, kiválasztása és képességfejlesztés.

Köznevelés, tanártovábbképzés

A tanártovábbképzés a Társulat oktatási szakcsoportjai, valamint területi csoportjai szervezésében folyt. A fizikatanár-közösség számára módszertani segítséget, tapasztalatcsere és szakmai továbbképzés lehetőségét kínálta az oktatási szakcsoport által 2013. évben megrendezett, elismert továbbképzésként akkreditált Fizikatanári Ankét és Eszközbemutató, amelyet Székesfehérváron rendeztünk. Kiemelt feladatunk a fizikának és általában a természettudományoknak a közoktatásban betöltött szerepével való foglalkozás, például pedagógus életpályamodell, minősítési rendszer átalakítása stb. A Társulat szervezésében fizikatanárok 45 fő csoportja 2013-ban is részt vett a CERN-ben magyar nyelven megtartott továbbképzésen. Tanáraink részt vettek a 2013-as Science on Stage nemzetközi rendezvényen. A Rátz Tanár Úr Életműdíjjal, valamint az Ericsson-díjjal kitüntetett tanárok kiválasztását a Társulat bizottsága készítette elő. Megemlítendő még a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetemen évente megrendezésre kerülő „Kísérletek, amiket látni kell” című kísérleti bemutató.

A közhasznú tevékenységhez kapcsolódó jogszabály: 2011. évi CXCV. tv. a nemzeti köznevelésről 19. §. A közhasznú tevékenység célcsoportja és a tevékenységből részesülők létszáma: általános és középiskolai tanárok (400 fő). A közhasznú tevékenység főbb eredményei: az akkreditált tanári továbbképzés szervezésével állami feladatot látunk el. A CERN-i továbbképzés résztvevői bepillantást nyerhetnek a nemzetközi kutatásba is.

A kutatás területén elért eredmények elismerésére a Társulat 2013-ban is odaítélte tudományos díjait, amelyek közül a Budó Ágoston-díj (*Hopp Béla*), a Gombás Pál-díj (*Ujfalussy Balázs*), a Jánossy Lajos-díj (*Varga Dezső*), a Novobátky Károly-díj (*Hegedűs Árpád*), a Selényi Pál-díj (*Dombi Péter*) és a Szalay Sándor-díj (*Elekes Zoltán*) került kiadásra.

A Társulat Küldöttközgyűlése a 2013. évi ELFT-érmet *Kovács Ádámnak*, a Prométheusz-érmet *Tóth Pálnak* ítélte oda. A Társulat Eötvös-plakettjét 2013-ban *Kövesdi Zoltán* kapta. A Marx György Fizikai Szemle nívódíjban *Horváth Dezső* és *Härtlein Károly* részesültek.

Az általános és középiskolai tanároknak adományozható Mikola Sándor díjat 2013-ban *Halász Tibor* és *Lang Ágota* kapták.

Ericsson-díjat kaptak 2013-ban a fizika népszerűsítéséért: *Szedes László* és *Tóth Pál*, a fizika tehetségeinek gondozásáért: *Csányi Sándor* és *Wiandt Péter*. Az Alapítvány a Magyar Természettudományos Oktatásért Rátz Tanár Úr Életműdíjában *Halász Tibor* és *Horváth Gábor* (Budapest, Fazekas Gimnázium) részesültek.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2014. évi Küldöttközgyűlése

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat éves Küldöttközgyűlését 2014. május 24-én tartotta az ELTE TTK Eötvös-termében (Budapest, Pázmány Péter sétány 1/A).

A napirend előtti – szokás szerint tartalmas és élvezetes – szakmai előadást *Szabó Gábor*, a Szegedi Tudományegyetem rektora tartotta *Az ELI és alkalmazásai* címmel.

Miután meggyőződött arról, hogy a Küldöttközgyűlés határozatképes – a 84 küldöttből 59 megjelent – *Zawadowski Alfréd* elnök megnyitotta a Közgyűlést, köszöntötte a küldötteket, a meghívottakat, az elnökséget, valamint a Társulat érdeklődő tagjait. Ezután rövid megnyitó beszédet mondott.

Mivel a Közgyűlés határozatképes volt, így a napirendi pontok módosíthatók voltak. *Kürti Jenő* főtitkár javaslatára a napirend egyhangú szavazással kiegészült a 7-es ponttal, valamint apró módosítás történt a 6. és 9. pontokban. Ezek után a Közgyűlés által jóváhagyott napirend a következő lett:

1. Elnöki megnyitó (Zawadowski Alfréd)
2. A Szavazatszámoló Bizottság felkérése
3. Főtitkári beszámoló (Kürti Jenő)
 - A Társulat 2013. évi közhasznúsági jelentése
 - A Társulat 2014. évi költségvetése
 - Divíziók és új szakcsoport
 - Stratégia
 - Határozati javaslat
4. A Felügyelő Bizottság jelentése (*Uffalussy Balázs*)
5. Vita és szavazás a napirend 3-4. pontjával kapcsolatban
6. A Jelölőbizottság előterjesztése a 2015-ben hivatalba lépő elnök megválasztására (*Sólyom Jenő*)
7. Az Elnökség javaslata az ELFT-érem odaítélésére, tiszteletbeli elnöki címre és tiszteletbeli tagságra
8. Vita
9. Szünet és titkos szavazás az új tisztségviselőről, valamint az ELFT-éremről, a tiszteletbeli elnöki címről és a tiszteletbeli tagságra jelöltekről
10. A szavazás eredményének kihirdetése
11. A Társulat kitüntetéseknek, díjainak kiosztása
12. Elnöki zárzó (Zawadowski Alfréd)

Ez után került sor – a Közgyűlés egyhangú egyetértésével – a Szavazatszámoló Bizottság (*Csordás András*, *Krassói Kornélia*, *Zubonyainé Pelka Zsuzsanna*), a Jegyzőkönyvvezető (*Pónya Melinda*), valamint a Jegyzőkönyv-hitelesítők (*Kádár György*, *Wolf György*) felkérésére.

Ezt követően tartotta meg Kürti Jenő főtitkári beszámolóját. A beszámoló előtt röviden megemlékezett *Marx Györgyről*, Társulatunk egykori meghatározó elnökéről, aki május 25-én lenne 87 éves, valamint *Turiné Frank Zsuzsárról*, Társulatunk tiszteletbeli elnökéről, aki fél évszázadon át volt a *Fizikai Szemle* szerkesztője, és aki idén, életének 90-ik évében hunyt

el. Ezután a főtitkár a Közgyűlés elé terjesztette a Társulat 2013. évi közhasznúsági jelentésének gazdálkodási és számviteli beszámolóját, a tartalmi beszámolót, valamint a 2014. évi költségvetési tervet.

Az új Civil Törvénynek (2011. évi CLXXV. tv.) megfelelően az egyszerűsített éves beszámolónak és közhasznúsági mellékletének tartalma:

- Mérleg
- Eredmény-kimutatás (bevételek és kiadások)
- A közhasznú tevékenység érdekében felhasznált vagyron kimutatása
- Cél szerinti juttatások kimutatása
- Vezető tisztségviselőknél nyújtott juttatás
- Közhasznú jogállás megállapításához szükséges mutatók
- Pályázatok, támogatások
- Szakmai rész, közhasznú tevékenységek bemutatása

A beszámolót a közhasznúsági mellékletekkel be kell mutatni a Közgyűlésnek, jóvá kell hagyni, majd továbbítani kell az Országos Bírósági Hivatalnak.

A beszámolót és közhasznúsági mellékleteit a *Fizikai Szemle* jelen számában külön részletezzük, ezért itt csak a 2013. évi költségvetés és a 2014. évi költségterv összesített eredménykimutatását ismételjük meg.

A 2013. évi költségvetés eredménykimutatása: a Társulat 42 689 533 Ft összes bevételével szemben az összes kiadás: 41 187 233 Ft volt, tehát az eredmény 1 502 300 Ft. Ebből a működési költségre az összes bevétel 14 254 830 Ft volt szemben a 12 538 766 Ft összes kiadással. Külön kiemelendő, hogy a *Fizikai Szemle* összességében pozitív mérleggel zárt, hiszen teljes bevétele 9 665 891 Ft volt, míg az összes kiadása 8 035 652 Ft, így az eredmény 1 630 239 Ft. Ez részben a megnövekedett támogatásnak köszönhető, részben pedig annak, hogy a *Fizikai Szemle* postázása más módon történik, mint eddig, ezért ott takarékosodni tudott a Társulat.

Króó Norbert, a Társulat új tiszteletbeli elnöke, mögötte Hadházy Tibor, aki Marx György Felsőoktatási díjban részesült.



Fotók: Kármán Tamás



Szatmáry Zoltán Eötvös Loránd Fizikai Társulat Érméhez gratulál Zawadowski Alfréd elnök és Kürti Jenő főtűtár.

A 2014. évi költségterv eredmény-kimutatása: összes bevételként 39 973 000 Ft-tal, míg összes kiadás-ként 39 805 000 Ft-tal számol a Társulat, így a várható eredmény 168 000 Ft lehet. Ebből a működési költségre az összes bevétel 12 073 000 Ft, szemben az összes kiadással, ami 13 362 000 Ft. A *Fizikai Szemle* tervezett eredménye (többlete) körülbelül 610 000 Ft lesz. Külön kiemелendő, hogy 2014-ben az ELFT 400 000 Ft-ot tudott betervezni a területi csoportok támogatására.

A Társulat fontos célja a tagság létszámának növelése, ennek érdekében a tanárok és a 30 év alattiak számára a 2014-es tagdíjakat csökkentettük.

A Társulat életében pozitívum, hogy több cég továbbra is jelentős összegekkel támogatja működésünket. Legnagyobb támogatóinknak külön köszönjük a segítséget. A MOL 2013-ban ismét 3,5 millió forinttal támogatta a Társulatot. Pakstól és Paks2-től összesen 850 ezer Ft-os támogatást kaptunk. Nagyon köszönjük az Ericsson 600 ezer Ft-os támogatását, valamint a National Instruments Hungary Kft. 500 ezer Ft-os, illetve a Springer Verlag 435 ezer Ft-os adományát. Ezeket a támogatásokat, adományokat elsősorban tanárok továbbképzésére, illetve tehetséggondozó tanulmányi versenyek szervezésére fordítottuk.

Az MTA által felajánlott *Simonyi Károly A fizika kultúrtörténete* című könyv legújabb kiadásából 2013-ban 15 darabot használtunk fel különböző tanulmányi versenyeken, illetve a Tanári Ankéton történő díjazásokra.

A 2013-as évre vonatkozó részletes tartalmi beszámoló is megtalálható a *Fizikai Szemle* jelen számában a közhasznúsági jelentésben, ezért annak részletezésére itt nem térünk ki. Mindössze azzal egészítjük ki az ott leírtakat, hogy az ELFT honlapja 2013-ban megújult és a Társulat életével kapcsolatos minden fontos információ megtalálható honlapunkon.

Ez után következett egy új szakcsoport, a Szilárdtest-fizikai Szakcsoport megalakulása. Kürti Jenő elmondta, hogy összejött annyi aláírás, hogy a Szilárdtest-fizikai Szakcsoport a Közgyűlés jóváhagyásával létrejöhet. A megalakuláshoz minimum 10 tag szükséges.

Zawadowski Alfréd szerint az új szakcsoport nevét hagyjuk még nyitva. Majd maga a szakcsoport döntene el, hogy Szilárdtest-fizikai Szakcsoportnak, vagy Kondenzált Anyagok Fizikája Szakcsoportnak nevezze el magát.

Kürti Jenő javasolta, hogy most egy konkrét névvel kellene megalakulnia a szakcsoportnak, amit később meg is lehet változtatni.

Woyrnarovich Ferenc szerint is a jegyzőkönyvbe valamilyen szakcsoportnevet be kell írni, amelyet utána a szakcsoport megváltoztathat.

Kertész János javasolta, hogy kétszer kellene szavazni. Először az új szakcsoport megalakulására és utána a szakcsoport nevére.

Ezután következett a szavazás, kézfeltartással.

1. Az új szakcsoport megalakulását minden küldött megszavazta.

2. Szilárdtest-fizikai névre 29-en szavaztak; Kondenzált Anyagok Fizikája névre 13-an szavaztak; tartózkodott 12 fő. Így Szilárdtest-fizikai néven megalakult az új szakcsoport.

Ezt követően *Nagy Dénes Lajos* ismertette az elnökség javaslatát a divíziók megalakulásáról. A cél ezzel az lenne, hogy az Európai Fizikai Társaság (EPS), illetve az MTA Fizikai Osztályához igazodjunk szerkezetileg. A divízió szót helyettesíthetjük az osztály elnevezéssel. Ez egy olyan struktúra, amelyben megmaradnak a szakcsoportok és önállóságuk, de egy osztályhoz kell tartozniuk. Minden szakcsoport maga dönti el, hogy melyik osztályhoz szeretne tartozni, de egyhez kötelező tartozni. Az osztályok operatív testülete az osztálytanács, amelynek elnökét 2 évre választják. Az osztályok létrehozása érdekében hozzá kell nyúlni az Alapszabályhoz. A 11. § 5. pontját törölni kellene az utolsó mondat kivételével, valamint hozzá kellene tenni 8., 9., 10. és 11. pontokat.

Kovács Ádám javasolta, hogy az osztály szó helyett a szakosztályt használjuk.

Nagy Dénes Lajos szerint egészítsük ki azzal, hogy döntéshozataloknál szavazategyenlőség esetén az elnök dönt.

Ezután következett a szavazás, kézfeltartással.

– 9 szakosztály létrehozását 1 tartózkodással a Közgyűlés megszavazta.

– A 10. pontban a szakosztálytanácsnál szavazategyenlőség esetén az elnök dönt. Ezt 3 tartózkodással a Közgyűlés megszavazta.

– A szakosztálytanács elnökét 2 évre választják meg és egyszer újraválasztható. Ezt 2 ellenszavazattal és 3 tartózkodással a Közgyűlés megszavazta.

– Az Alapszabály módosítását 1 ellenszavazattal és 1 tartózkodással a Közgyűlés elfogadta.

Ez után Kürti Jenő elmondta, hogy az Eötvös Társulat stratégiája 2020-ig, annak aktuális akcióterve 2015-ig szól. Folyamatosan foglalkoztunk stratégiai feladatokkal. Létrejött és az elmúlt évben dinamikusan fejlődött a Társulat Facebook-oldala. Fontos cél a taglétszám növelése – különös figyelemmel a fiatalokra –, valamint közel kell hozni az ELFT-t és az

MTA Fizikai Osztályát, például a rendezvények és a díjak terén.

Ezt követően a Közgyűlés nyílt szavazással elfogadott két – a szakosztályokra, illetve szakcsoportokra vonatkozó – határozati javaslatot:

a) ELFT szakosztályok 2014. a Küldöttközgyűlés határozata alapján:

Az ELFT Küldöttközgyűlése az Alapszabály 11. § (8) bekezdésében meghatározott jogkörénél fogva a Társulat szakcsoportjai számára a következő szakosztályokat hozza létre:

- Atomfizikai és Kvantumelektronikai Szakosztály
- Csillagászati és Asztrofizikai Szakosztály
- Fizikaoktatási Szakosztály
- Fizikatörténeti Szakosztály
- Kondenzáltanyag-fizikai Szakosztály
- Környezetfizikai Szakosztály
- Magfizikai Szakosztály
- Részecskefizikai Szakosztály
- Statisztikus és Nemlineáris Fizikai Szakosztály

A szakcsoportok 2014. június 16-ig kötelesek közölni az Elnökséggel, hogy melyik szakosztályhoz vagy szakosztályokhoz kívánnak tartozni. Az Elnökség erre vonatkozó döntéséről 2014. június 30-ig tájékoztatja a szakcsoportokat.

Az érintett szakcsoportok megalakítják a szakosztálytanácsokat, amelyek megválasztják elnöküket. Minderről a szakosztálytanácsok elnökei haladéktalanul, de legkésőbb 2014. szeptember 15-ig tájékoztatják az Elnökséget.

A határozati javaslatot a Közgyűlés – kézfeltartással – 2 tartózkodással megszavazta.

b) ELFT szakcsoportok 2014. a Küldöttközgyűlés határozata alapján:

Az ELFT Küldöttközgyűlése az Alapszabály 11. § (1) bekezdésében meghatározott jogkörénél fogva a Társulat szakcsoportjait a következők szerint sorolja fel:

- Anyagtudományi Szakcsoport
- Atomfizikai és Kvantumelektronikai Szakcsoport
- Általános Iskolai Oktatási Szakcsoport
- Csillagászati Szakcsoport
- Diffrakciós Szakcsoport
- Fizikatörténeti Szakcsoport
- Középiskolai Oktatási Szakcsoport
- Magfizikai Szakcsoport
- Neutron-szinkrotron Szakcsoport
- Részecskefizikai Szakcsoport
- Statisztikus Fizikai Szakcsoport
- Sugárvédelmi Szakcsoport
- Szilárdtest-fizikai Szakcsoport
- Termodinamikai Szakcsoport
- Vákuumfizikai, -technológiai és Alkalmazásai Szakcsoport

Mindazokat a korábbi szakcsoportokat, amelyek a fenti listán nem szerepelnek, tényleges működés hiányában a Küldöttközgyűlés megszünteti.

A határozati javaslatot a Közgyűlés – kézfeltartással – egyhangúan megszavazta.



Szirmai Gergely Gombás Pál-díjat kapott.

Ezt követően került sor a Felügyelő Bizottság jelentésére. Ujfalussy Balázs elmondta, hogy a Felügyelő Bizottság, feladatának megfelelően, figyelemmel kísérte a Társulat működését.

A 2013-as év gazdálkodása a főösszeget tekintve a tervezetthez képest nagyjából másfél millió forint pozitívummal zárt. Ez a *Fizikai Szemle* kiadását segítő pályázatok sikereként, a működésre kapott támogatások következményeként, illetve a postaköltség csökkentése miatt adódik. A folyó évre vonatkozó tervek főösszege kis mértékben alacsonyabb a tavalyiánál. Ezt az eddigi tapasztalatok alapján, a tervezhetőség határain belül reálisnak látjuk. Új és öröndetes elem a költségvetésben, hogy a területi csoportok támogatására ebben az évben 400 000 Ft van előirányozva. A 2013-as Közgyűlésen hivatalba lépő elnökkel (Zawadowski Alfréd) és az új elnökségi tagokkal az Elnökség az alapszabályban meghatározottaknak megfelelően működött. Az Elnökség a nyári szünetet kivéve, havi rendszerességgel megtartotta üléseit. Az évek óta rendszeresen ellátott feladatok mellett az aktuális problémák megoldásával is foglalkozott, például a Csodák Palotájának helyzete, tagtoborzás kérdése, tagdíjreform, fizikatanárokat és az oktatást érintő kér-

A Szalay Sándor-díjjal Kertész Zsófiát jutalmazták.





A csillagászok Detre László-díját Moór Attila vehette át.



A friss Budó Ágoston-díjas: Lengyel Krisztián.

dések. A Felügyelő Bizottság örömmel állapítja meg, hogy előrelépés történt a Társulat internetes megjelenésének tekintetében. Megújulás jeleit mutatja a honlap. Megjegyezzük, hogy a honlap megújulására további erőfeszítéseket kell tenni, a rendelkezésre álló erőforrások szűkössége ellenére is.

A beszámolót, a tervet elfogadásra javasolta a bizottság. A Felügyelő Bizottság úgy látja, hogy az elmúlt évben a Társulat működése megfelelt az alapszabálynak és az ügyrendnek, valamint a rendeleti előírásoknak. A Társulat Elnökségével és Titkárságával a Bizottság együttműködése zavartalan volt. A Bizottság kéri a jelentés tudomásulvételét.

Ezután folytatódott a vita a napirend 3. és 4. pontjával kapcsolatban. *Kotormán Mihály* szerint az iskolák igazgatóinál vagy a KLIK-nél szorgalmazni kellene, hogy a jól teljesítő tanároknak az Ankéton való részvételi költségét jutalomként a KLIK fedezze! Kürti Jenő elmondta, hogy többször is próbáltuk kérni a KLIK-nél a tanárok Ankét részvételi költségének fedezését. Azt a választ kaptuk, hogy a részvételi költségekhez történő hozzájárulás mértékéről az érintett tankerületek saját hatáskörben, egyedileg döntenek. A jövőben valószínűleg személyesen fogunk elmenni a KLIK-hez a sikeresebb tárgyalások érdekében. *Moróné Tapody Éva* szerint, ha beindul a szakfelügyeleti rendszer, akkor talán jobb lesz a helyzet. *Zátonyi Sándor* javasolta a közhasznúsági jelentés tehetséggondozás részéhez a „Játsszunk Fizikát” verseny beírását.

Ezt követően szavazásra került sor, aminek eredményeképpen a főtitkári beszámolót, a 2013. évi közhasznúsági jelentést, a 2014. évi költségtervet és a Felügyelő Bizottság jelentését egyhangúan elfogadta a Közgyűlés.

A következő napirendi pont a Jelölőbizottság előterjesztése volt a 2015-ben hivatalba lépő elnök megválasztására. Súlyom Jenő, a Jelölőbizottság elnöke elmondta, hogy a Jelölőbizottság tagjai összegyűjtötték a szakcsoportok és kollégáik véleményét. Ezek alapján a Jelölőbizottság elnöke tárgyalta a szóba jövő jelöltekkel, s így alakult ki a Jelölőbizottság javaslata a Közgyűlés számára a 2015-ben hivatalba lépő elnöki

tisztség betöltésére alkalmas tagtársunkról. Nincs szabály az elnök személyére, de a hagyomány az, hogy akadémikus legyen. Voltak olyan jelöltek is, akik a teendőik miatt most nem tudták elvállalni az elnöki tisztséget. A javasolt elnök *Patkós András*, aki már korábban is volt a Társulat elnöke, így részletes bemutatása nem szükséges. Ő kapta a legtöbb ajánlást, és vállalja is a jelöltséget. Az elnök megválasztása titkos szavazással történik.

Ezt követően Kürti Jenő ismertette, hogy az elnökség *Szatmáry Zoltánt* javasolja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Érmére. *Kroó Norbertet* tiszteletbeli elnöknek (*Németh Judit*, *Csikai Gyula* és *Gyulai József* mellé), *Robert DuBois-t* és *Nicolaus Stollerfohtot* pedig tiszteletbeli tagoknak javasolja az elnökség. Vita nem volt, néhány támogató hozzászólás után mindenki elfogadta a javaslatokat.

Ez után szünet és szavazás következett. Azok kaptak szavazólapot, akik leadták küldöttigazolványukat. A küldötteknek öt személyről kellett szavazniuk: az új, 2015-ben hivatalba lépő elnökről, a tiszteletbeli elnökről, az ELFT-éremre javasolt személyről, valamint a két tiszteletbeli tagról. A szünet ideje alatt a Szavazatszámoló Bizottság összesítette az eredményeket.

A Selényi Pál-díjas Erdélyi Zoltán.



A folytatódó közgyűlésen a Szavazatszámoló Bizottság nevében Csordás András kihirdette az eredményt. A Társulat 59 igen szavazattal megválasztotta új elnöknek Patkós Andrást, aki 2015-től kezdi meg elnöki munkáját. Kroó Norbert tiszteletbeli elnök lett 59 igen szavazattal. Szatmáry Zoltán kapta az ELFT-érmet 59 igen szavazattal. A két új tiszteletbeli tag: Robert DuBois (56 igen, 3 nem) és Nicolaus Stolterfoht (57 igen 0 nem, 2 érvénytelen). Gratulálunk a megválasztott, illetve díjazott személyeknek.

Ezt követően Zawadowski Alfréd elnök és Kürti Jenő főtitkár adták át először az ELFT-érmet Szatmáry Zoltánnak, majd a Társulat díjait.

Budó Ágoston-díj: *Lengyel Krisztián* – MTA Wigner Intézet

Detre László-díj: *Moór Attila* – MTA CSFK

Gombás Pál-díj: *Szirmai Gergely* – MTA Wigner Intézet

Schmid Rezső-díj: *Pusztai László* – MTA Wigner Intézet

Selényi Pál-díj: *Erdélyi Zoltán* – Debreceni Egyetem

Szalay Sándor-díj: *Kertész Zsófia* – MTA ATOMKI

Marx György Felsőoktatási díj: *Hadbázy Tibor* – Nyíregyházi Főiskola

Marx György Fizikai Szemle Nívódíj: *Varga Péter*

Gratulálunk a díjazottaknak. Pusztai László és Varga Péter sajnos nem tudtak jelen lenni, így ők egy későbbi időpontban fogják megkapni díjukat.

A zárszóban először Patkós András, a 2015-ben hivatalba lépő elnök megköszönte a bizalmat. Elmondta, mindent meg fog tenni a Társulatért, valamint, hogy az ELFT életében fontos lenne a frissítés! A díjazásnál pedig egy kidolgozottabb szempontrendszer bevezetésére lenne szükség.

Ezt követően Zawadowski Alfréd elmondta, hogy 1 éve lett a Társulat elnöke. Vannak területek, ahol eredményeket ért el, de például a díjak terén nem. Úgy gondolta, hogy azzal is lehet motiválni az egyetemi oktatókat és fiatalokat a Társulatba való belépésre, hogy díjakat lehet kapni. Sajnos főként a kutatóinté-



Patkós András megválasztott elnök a frissítésről beszélt.

zetek dolgozói részesültek díjakban, és az egyetemi pályázók háttérbe szorulnak. Az elnökség nem ismer-te a pályázati anyagokat és az idő rövidege miatt sem tudott beleszólni a javaslatokba. Majd így folytatta: úgy érzem, csalódtak bennem, becsaptam őket. Ezért bejelentem, hogy végérvényesen lemondok az ELFT elnöki posztjáról.

Ezután Nagy Dénes Lajos kért szót, mert ilyen helyzet még nem fordult elő a közgyűléseken. Nagyon sajnálta, hogy Elnök úr így döntött. Javasolta, hogy a Küldöttközgyűlés közfelkiáltással mondjon köszönetet Zawadowski Alfréd elnökként végzett munkájáért. A formális helyzetet meg fogjuk vizsgálni. Így az elnöki tisztséget 1 évig valamelyik alelnöknek kellene betöltenie, illetve a legkézenfekvőbb megoldásként Patkós András új megválasztott elnök hamarabb lépjen hivatalba.

Patkós András elmondta, hogy aggódik a Szilárdtest-fizikai Szakcsoport miatt. Ezt Zawadowski Alfréd kezdeményezte. Rá kellene beszélni, hogy e területen folytassa a munkát. A díjknál sokkal átgondoltabbnak kell lenni.

Kürti Jenő főtitkár végül megköszönte a jelenlevőknek a Közgyűlésen való részvételt és a Bizottságok munkáját. Végül bezárta az ülést.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Н. Бокор: О расстоянии и скорости в законе Хабля

А. Хири, Т. Пазланди, Ш. Деле: Охрана от излучений в космосе

А. Балла, Ф. Маркуш: Возможности обеззараживания ядерных реакторов

Б. Хоп, Т. Чизлиадия, Ч. Тапаи, Ч. Ваи, Б. Киш, Т. Шлаус: Изготовление неотражающих наноструктур на поверхностях металлов

Н. Утри, Т. Айтаи, Т. Шлаус, Г. Кекемети, Ч. Тапаи, М. Пинтер, Б. Хоп, З. Бозоки: Фотоакустическое исследование аэрозолей из кофоти

П. Йоярт, А. Бэржэни, К. Оиван: Линеарный оптический метод измерения относительного сдвига слоев

К. Габанчак, С. Калачка, А. Барши, З. Данкгази, Г. Варга: Исследования Университета им. Этвеша по дифракции обратно рассеянных электронов – часть вторая

Б. Шебёк, Г. Киш: Провоз газов через тонкие слои вещества: измерение проницаемости, диффузии и растворимости

ЛИЧНЫЕ МНЕНИЯ

Л. Видеман: Несколько философских замечаний физика

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

Т. Беке: Изучение термоакустического эффекта

М. Хёльмштрей: Излучение чёрных тел и его применения

И. Кушман: Знания и недоразумения студентов в области гидростатики

М. Надь, К. Радиоти: Роль графических изображений в обучении физике

А. Хаген: Число Струхала: интересная характеристика полета птиц и насекомых

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

AZ AKADÉMIAI ÉLET HÍREI

A sokszínű fizika ünnepe: 60 éves a CERN

Az akadémiai kutatóintézetekkel több mint két évtizedes gyümölcsöző kapcsolatot ápoló Európai Nukleáris Kutatási Szervezet (CERN) fennállásának hatvanadik évfordulójára emlékeztek az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont és az Eötvös Loránd Tudományegyetem közös, *CERN 60* című rendezvényén. Ennek keretében adták át a *Sokszínű fizika* nevű kiállítóbuszt, amely szeptembertől az országot járva népszerűsíti a tudományterületet. A rendezvényen *Rolf Heuer*, a CERN főigazgatója tartott gondolatébresztő előadást.

A rendezvényhez kapcsolódóan adták át a szeptemberben országos körútjára induló, az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, az MTA Természettudományi Kutatóközpont és az MTA Energiatudományi Kutatóközpont együttműködésének köszönhetően megvalósult, *Sokszínű fizika* elnevezésű interaktív kiállítást, amely – az eddig is nagy sikerű nanobusz kísérletei mellett – a CERN-ben folyó tudományos munkába nyújt majd bepillantást.

Az eseményen Rolf Heuer mellett – a fizikusképzés fellegváraként méltatott ELTE Természettudományi Kar képviselőjében – köszöntőt mondott *Groma István*, az ELTE TTK Fizikai Intézet igazgatója, valamint *Sólyom Jenő*, az MTA Fizikai Tudományok Osztályának elnöke, *Korányi László*, a Nemzeti Innovációs Hivatal elnökhelyettese és *Kürti Jenő*, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat főtitkára.

Amint arra a szakemberek rámutattak, az interaktív utazó kiállítás elsődleges célja, hogy országos szinten népszerűsítse a fizikát a diákok, illetve a tudomány iránt érdeklődők körében. „Szeretnénk megmutatni, hogy a fizika nem csak bonyolult képletekből áll” – foglalta össze a kiállítást életre hívó szándékot *Sólyom Jenő*, kiemelve, hogy ha a középiskolások körében kedveltebbé válik a tudományterület, az a fizikus- és mérnökképzésben is érezheti hatását, de az is cél, hogy a más területen továbbtanuló diákok is érdekes tárgyként emlékezzenek a fizikára.

A buszt ünnepélyesen átadta Rolf Heuer a hallgatóságban nagy számban jelen lévő egyetemistákhoz fordulva úgy fogalmazott: a tudománynak óriási szüksége van a

fiatalokra, az őket jellemző lelkesedésre. „Mi lenne alkalmasabb, hogy érdeklődést ébresszen a tudomány, a technika iránt egy olyan kiállításnál, mint amilyen a buszban látható?” – utalt a tudománynépszerűsítő kezdeményezések jelentőségére, hozzátéve, hogy a tervek szerint a hétvégeként más-más településekre, elsősorban iskolákhoz érkező kiállítás azokat is meg tudja szólítani, akik a fővárosi rendezvényekre nem jutnak el.

Kérdésre válaszolva Rolf Heuer a CERN legnagyobb eredményének a Higgs-bozon megtalálását nevezte: „Ez mindannyiunk számára rendkívül fontos, hiszen egyik alapvető kérdésünkre ad választ: megmagyarázza, hogyan létezhetünk fizikai valónkban. Ötven évbe telt, amíg a Világegyetem öt százalékat leíró Standard modell igazolást nyert. Remélem, hogy a következő esztendőkből nyomára bukkanunk egy olyan részecskének is, amelynek alapján következtethetünk a fennmaradó 95 százalékot kitevő sötét anyag természetére.” A magyar kutatók teljesítményét méltatva a Wigner Adatközpont létesítése mellett arra is kitért, hogy munkájuk szerepet játszott a Higgs-bozon felfedezésében is.

A CERN-ben folyó kutatások gyakorlati alkalmazásairól szólva Rolf Heuer úgy fogalmazott: a felfedező kutatások mindig a tudomány fehér foltjait kutatják, ami sok esetben speciális módszerek és eszközök fejlesztését igényli. Az élvonalbeli kutatásokhoz élvonalbeli eszközök szükségesek, amelyek közül később számos a gyakorlati életben is hasznosul. Például a részecskeütköztetésekhez szükséges nagyvákuum növeli a korszerű napelemek hatékonyságát, valamint több, az orvosi diagnosztikában alkalmazott módszer kidolgozása is a részecskefizikához köthető: ilyen a pozitronemissziós tomográf (PET), amely nagy pontossággal képes a tumor meghatározására, lehetővé téve a daganat célzott kezelését.

A nagy érdeklődéssel kísért ismeretterjesztő előadásában a főigazgató a CERN hatvan évét, az ez idő alatt elért nagy horderejű eredményeket áttekintve rámutatott: a kutatás mellett a szervezet fontos szerepet tölt be az oktatásban is, sok kutatót PhD-tanulmányai fűznek az intézményhez. A kutatás mellett a CERN fontos küldetéseként említette a nemzeteken átívelő közös munka lehetőségét: „A nálunk dolgozók 98 nemzetet képviselnek: itt együtt kutatnak ciprusi és török, pakisztáni és indiai, ukrán és orosz kollégák. Mindannyian a tudomány nyelvét beszéljük, egy célért dolgozunk.”

A CERN fennállásának hatvanadik évfordulója alkalmából rendezett *CERN 60* eseménysorozat ősszel folytatódik: szeptember utolsó hétfőjén ismét megnyílnak a Wigner Adatközpont kapui, valamint a tavalyi évhez hasonlóan kétnapos CERN-kiállítás várja az érdeklődőket Csillebércen.

(http://mta.hu/mta_hirei)



HÍREK A NAGYVILÁGBÓL

Kutatás Majorana-neutrínók után az EXO-200 adatok alapján

Az elemi részecskék úgynevezett Standard modellje jóslásával ellentétben a neutrínók rendelkezhetnek tömeggel, és e tömeg egy lehetséges magyarázata lehet, hogy valójában Majorana-fermionok. Mint ismeretes, a Majorana-fermion saját maga antirészecskéje, amelynek létezését 1937-ben *Ettore Majorana* tétélezte fel. Ennek ellentéte a Dirac-fermion, amelynek nincs meg ez a tulajdonsága. A Standard modellben a neutrínó kivételével minden fermion alacsony ener-

gián (az elektrogyenge szimmetriasértés után) úgy viselkedik, mint Dirac-fermion, de a neutrínónál ez a kérdés még nincs tisztázva. A Majorana-neutrínóra vonatkozó sejtést a neutrínómentes kettős béta-bomlás megfigyelése alapján lehetne bizonyítani, azonban a Xe^{136} atommagot érintő, új kísérleti adatok nem szolgáltatnak statisztikusan szignifikáns bizonyítékot erre vonatkozóan.

(<http://www.nature.com>)

A Brookhaven Laboratórium legújabb nagyberendezése: az NSLS-II

Hogy még mélyebbre lehessen a nanovilágba betekinteni, a Brookhaven Nemzeti Laboratórium megépíti az NSLS-II (National Synchrotron Light Source II, Nemzeti Szinkrotron Fényforrás II.) berendezést, egy kiemelkedő pontosságú és érzékenységgel rendelkező fényforrást, amelynek röntgensugárzása tízezerszer nagyobb in-

tenzitású, mint elődjéé, a jelenlegi NSLS berendezésé. Az NSLS-II lehetővé teszi az atomi elektronszerkezet, a kémiai összetétel, valamint az anyagok mágneses tulajdonságainak vizsgálatát a hőmérséklet és a környezet tulajdonságainak legszélesebb tartományában.

(<http://www.bnl.gov/science>)

Két óriásbolygó cirkálhat láthatatlanul a Pluto mögött

A szörnyetegek egyre többen vannak. Néhány hónapja a csillagászok bejelentették a sejtést, hogy egy óriási „X bolygó” settenkedik a Pluto mögött, most egy spanyol kutatócsoport állítja, hogy ténylegesen két óriási méretű bolygó rejtőzhet Naprendszerünk külső tartományában.

Amikor márciusban a 2012 VP113 feltételezett törpe bolygót felfedezték, csak eggyel több lett a maroknyi sziklás objektumból, amelyek a Pluto pályáján kívül léteznek. Ezeknek a kis objektumoknak furcsán irányított pályájuk van, amely arra enged következtetni, hogy egy távolabbi láthatatlan bolygó befolyásolja a viselkedésüket. A tudósok számításai szerint ez a bolygó nagyjából a Föld tömegének tízszeresével rendelkezik, és a Nap–Föld-távolság 250-szerese messzességében mozog.

A madridi Complutense University kutatói, *Carlos és Raul de la Fuente Marcos* vizsgálat alá vették ezeket a távoli égitesteket. A bizarr pályaorientáció mellett további meglepő tulajdonságokat találtak. Az objektumok kis csoportjainak nagyon hasonló a pályájuk. Mivel nincs elég nagy tömegük ahhoz, hogy egymáshoz vonzzák magukat, az az elképzelés, hogy egy nagyobb objektum „összetereli” azokat egy „pályarezonancia” (orbital resonance) néven ismert struktúrába.

Például ismeretes, hogy a Neptunusz és a Pluto pályarezonanciában van – minden két fordulatra, amelyet a Pluto tesz a Nap körül, a Neptunusz háromszor tesz meg. Úgy tűnik, hogy hasonlóképpen kis objek-

tumok egy csoportja „lépést tart” egy távolabbi láthatatlan bolygóval. Ennek tömege a Mars és Szaturnusz tömege között lenne, távolsága pedig 250-szerese a Föld–Nap-távolságnak.

A kisebb objektumok közül néhánynak olyan elnyújtott pályája lenne, amely kilóg ebből a távolságból. Szokatlan, hogy egy nagy bolygó ilyen közel keringjen más testekhez, hacsak nincs köztük dinamikai kapcsolat, ezért a kutatók azt gondolják, hogy a nagy bolygó maga is rezonanciában van egy nagyobb tömegű világgal a Föld–Nap-távolság 250-szeresében – ahogy azt a korábbi munka megjósolta.

E feltételezett bolygók megfigyelése igen trükkös lehet. A kisebb égitestek szigorúan elliptikus pályán mozognak, és csak akkor lehet észrevenni őket, amikor a legközelebb vannak a Naphoz. A nagy bolygók pályája azonban kör alakú, lassan mozognak és nem fényesek, ezért a jelenlegi távcsövekkel nehéz megfigyelni őket. „Nem meglepő, hogy még nem találták meg őket” – mondja Carlos.

„Minthogy csak néhány ilyen rendkívül távoli objektum ismert, nagyon nehéz bármi konkrétumot mondani ezeknek a távoli bolygóknak a számáról és elhelyezkedéséről” – mondja *Scott Sheppard*, a washingtoni Carnegie Institution for Science csillagásza, a 2012 VP113 bolygó egyik felfedezője. „Mindazonáltal a közeljövőben több ilyen objektummal fogunk dolgozni, hogy felderítsük a külső naprendszer szerkezetét.”

(<http://www.newscientist.com>)

EURÓPAI ÉRDEKESSÉGEK A *EUROPHYSICS NEWS* VÁLOGATÁSÁBÓL (2014. május–június)

Mit tud a nanocső-folyadékkristály kombináció?

M. Yakemseva és mtársai: Dispersions of multi-wall carbon nanotubes in ferroelectric liquid crystals. *Eur. Phys. J. E* 37(2014) 7.

A cikk a hőmérséklet és a nanocső-koncentráció hatását vizsgálja a folyadékkristályban diszpergált nanocsövekből kialakított kombinált anyagfajtára. Eredményei a folyadékkristályok nem-kijelző jellegű alkalmazásaiban, például szenzorokban vagy külső stimulációval működő kapcsolókban hasznosíthatók. Elektromos, mágneses, mechanikai, sőt optikai hatásokra reagáló új anyagok fejlesztésében is új irányt jelölhet ki.

A szerzők ferroelektromos folyadékkristályból és sokfalú nanocsövekből álló kombináció elektrooptikai és dielektromos tulajdonságaira fókuszáltak. A diszperziók ϵ tulajdonságai a várt függést mutatták a hőmérséklettől. Vizsgálták a nanocső-koncentrációtól való függést is, amelyről korábban egymásnak ellentmondó következtetésre jutó beszámolók születtek. A nanocső-koncentráció növelésével a kristály dőlésszöge (tilting angle) csökkenését, míg a spontán polarizáció növekedését tapasztalták. A polarizáció növekedése ellenére az elektrooptikai válaszütem lelassul, ami arra utal, hogy a dőlési kúp mentén a forgási viszkozitás megnőtt.

A futball dinamikája – kaotikus dinamika

A. Kijima és mtársai: Emergence of self-similarity in football dynamics. *Eur. Phys. J. B* 87(2014) 41.

A szurkolók millióit lázban tartó labdarúgó-mérkőzéseken a játékosok látszólag szabad döntéseket hoznak, mégis mindnyájan hasonló viselkedést mutatnak: folyamatosan hozzáillesztik helyzetüket csapattársaik és az ellenfél, továbbá a labda és a kapuk helyzetéhez.

A szerzők feltárták, a futball játékidőbeli dinamikáját önazonos tulajdonságok jellemzik, függetlenül a játékosok pszichológiai felkészítésének és edzési módszereinek különbségétől. A labda és a játékosok helyzete között fellépő időfüggő ingadozásokat két mérkőzés teljes tartamára kiterjedően vizsgálták a mérkőzéseken működtetett játékoskövető videofelvétel elemelve.

A labda és a játékosok relatív mozgása közötti ingadozások idősorát elemelve, elsőként mutatták rá e jellemzők

fraktális tulajdonságaira. Az ebből következő memóriahatással jár, hogy a labda és a csapat területét határoló frontvonal pillanatnyi helyzete erősen befolyásolja az adott pillanatot követő eseményeket.

Spinhullámok lépcsőmodulációjú nanodrót-geometriákban

G. Gubbiotti és mtársai: Collective spin waves on a nanowire array with step-modulated thickness. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47(2014) 105003.

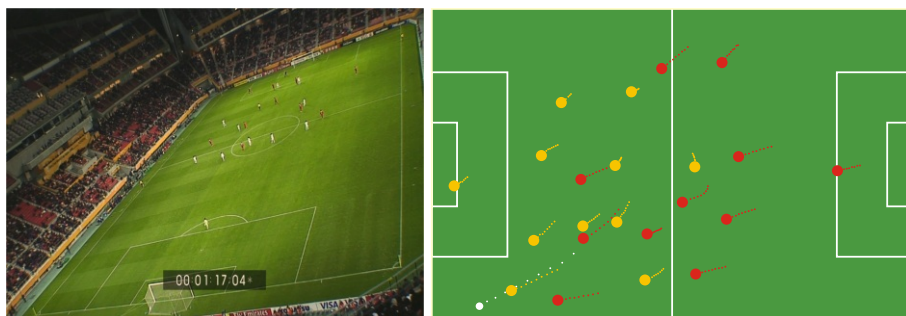
A cikk kísérleti bizonyítékot nyújt kollektív Bloch-spinhullámok (SH) terjedésére olyan nanodrótok sűrű, periodikus ismétlődésével létrehozott magnonikus kristályban, amely drótok keresztmetszeti geometriája lépcsőmodulációt mutat. A spinhullám diszperziós relációját Brillouin-szórás technikával mérték ki, miközben a hullámvektor drótra merőleges komponensét hangolták.

A kísérletben használt permalloy nanodrótok 300 nm vastagságúak voltak és 415 nm periodicitással helyezték el azokat. A nanodrótokat két drótrészből rakták össze: az első $300 \times 25 \text{ nm}^2$, a hozzátapadó második $180 \times 50 \text{ nm}^2$ keresztmetszetű volt.

Figyelemre méltó, hogy a legalacsonyabb frekvenciájú módus a hullámszámmal periodikus változású diszperziót mutatott, míg a magasabb frekvenciájú módusok a hullámszámtól lényegében független, állandó frekvenciájúknak mutatkoztak. Az eredményeket sikeresen reprodukálták a precessáló mágneszettség dinamikai dipólusterének kétdimenziós Green-függvény alkalmazó szimulációjával. Az elméleti tárgyalás során sikerült megjeleníteni a dinamikus mágneszettség nem-triviális eloszlását a nanodrótok keresztmetszetében, továbbá a mérésekkel egyező becslést adtak a Brillouin-szórás hatáskeresztmetszetére.

Ez a munka a háromdimenziós magnonikus kristályok SH-sáv szerkezetének még részletesebb jellemzése felé vezető lépés és ezen eszközök tervszerű kialakítását is ösztönözheti.

A játékosok és a labda helyzetét videofelvételen rögzítették (balra), amelyről lineáris transzformációt alkalmazva határozták meg a játékosok helyzetét és mozgását a $105 \times 68 \text{ m}^2$ méretű pályán (jobbra).



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

www.atomeromu.hu

www.facebook.com/paksiatomeromu



Atomenergetikai Múzeum



paksi
atomerőmű

