

fizikai szemle

2007/7

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat
havonta megjelenő folyóirata.
Támogatók: A Magyar Tudományos
Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya,
az Oktatási Minisztérium,
a Magyar Biofizikai Társaság,
a Magyar Nukleáris Társaság
és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete

Főszerkesztő:

Németh Judit

Szerkesztőbizottság:

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

Szerkesztő:

Tóth Kálmán

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A folyóirat e-mailcíme:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba zánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

<http://www.fizikaiszemle.hu>

A címlapon:

Laboratóriumban megfigyelt
homoklavina részecskéinek nyoma az
 $x-t$ diagramon. A függőleges csíkok a
nyugalomban lévő, míg a ferde
nyomok a mozgó szemcséket jelentik,
képméret 9,7 cm \times 1,8 s.
(Lásd Börzsönyi Tamás cikkét.)

TARTALOM

<i>Börzsönyi Tamás:</i> Lejtőn lefolyó szemcsés anyag dinamikája: instabilitások, lavinák	217
<i>Dombrádi Zsolt:</i> A héjszerkezet átrendeződése egzotikus atommagokban	221
<i>Slíz Judit, Rajnai Renáta:</i> Kövesligethy Radó és a testek hőmérsékleti sugárzása – egy tudománytörténeti érdekesség	225
<i>Szabó Levente:</i> Lifterek és a Biefeld–Brown-effektus	228
ATOMOKTÓL A CSILLAGOKIG	
<i>Kiss Ádám:</i> Fizika a környezettudományban	232
A FIZIKA TANÍTÁSA	
<i>Teiermayer Attila:</i> Fizika szakkör a Karolina Gimnáziumban	236
<i>Halász Gábor:</i> Vasmagos tekercs önindukciós együtthatója	239
<i>Radnai Gyula, Tichy Géza:</i> Perdületes paradoxonok, (a)vagy: paradoxonok a perdületre	244
KÖNYVESPOLC	
HÍREK – ESEMÉNYEK	
248	
250	
<i>T. Börzsönyi:</i> Dynamics of the downhill flow of granular matter along a slope: instabilities and avalanches	
<i>Zs. Dombrádi:</i> The rearrangement of the shell structure within exotic atomic nuclei	
<i>J. Slíz, R. Rajnai:</i> Radó Kövesligethy and thermal radiation of matter – an interesting chapter of science history	
<i>L. Szabó:</i> Lifters and the Biefeld–Brown effect	
FROM ATOMS TO STARS	
<i>A. Kiss:</i> Physics in environment science	
TEACHING PHYSICS	
<i>A. Teiermayer:</i> Pupils' Physics Study Group at the Karolina gymnasium	
<i>G. Halász:</i> The inductivity of iron core solenoids	
<i>J. Radnai, G. Tichy:</i> Angular momentum paradoxes	
BOOKS, EVENTS	
<i>T. Börzsönyi:</i> Die Dynamik des Niederfließens körniger Massen entlang steiler Abhänge: Instabilitäten und Lawinen	
<i>Zs. Dombrádi:</i> Die Umordnung der Schalenstruktur in exotischen Atomkernen	
<i>J. Slíz, R. Rajnai:</i> Radó Kövesligethy und die Wärmestrahlung heißer Körper – ein interessantes Kapitel in der Geschichte der Physik	
<i>L. Szabó:</i> „Lifter“ und der Biefeld–Brownsche Effekt	
VON DEN ATOMEN BIS ZU DEN STERNEN	
<i>A. Kiss:</i> Physik in den Umwelt-Wissenschaften	
PHYSIKUNTERRICHT	
<i>A. Teiermayer:</i> Die Schüler-Fachgruppe Physik im Karolina-Gymnasium	
<i>G. Halász:</i> Die Induktivität von Spulen mit Eisenkernen	
<i>J. Radnai, G. Tichy:</i> Drehimpuls-Paradoxone	
BÜCHER, EREIGNISSE	
<i>T. Бёржёнй:</i> Динамика течения вниз зернистых сред по крутым поверхностям: потеря стабильности и аваланши	
<i>Ж. Домбради:</i> Изменение оболочной структуры внутри экзотических атомных ядер	
<i>Ю. Сли́з, Р. Райнаи:</i> Радо Кёвшлигети и термическое излучение тел – интересная глава истории физики	
<i>Л. Сабо:</i> «Лифтеры» и эффект Бифельда–Брауна	
OT ATOMOV DO ZVEZD	
<i>A. Киши:</i> Физика в науках об окружающей среде	
ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ	
<i>A. Теерлайер:</i> Студенческий круг по физике в гимназии им. Каролина	
<i>Г. Халас:</i> Индуктивность соленоидов с железным сердечником	
<i>Д. Раднаи, Г. Тихий:</i> Парадоксы, связанные с угловым моментом	
КНИГИ, ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ	

Szerkesztőség: 1027 Budapest, II. Fő utca 68. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

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

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Németh Judit főszerkesztő.

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

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

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

Megjelenik havonta, egyes szám ára: 750.- Ft + postaköltség.

HU ISSN 0015-3257

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

LVII. évfolyam

7. szám

2007. július

LEJTŐN LEFOLYÓ SZEMCSÉS ANYAG DINAMIKÁJA: INSTABILITÁSOK, LAVINÁK

Börzsönyi Tamás
MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézete

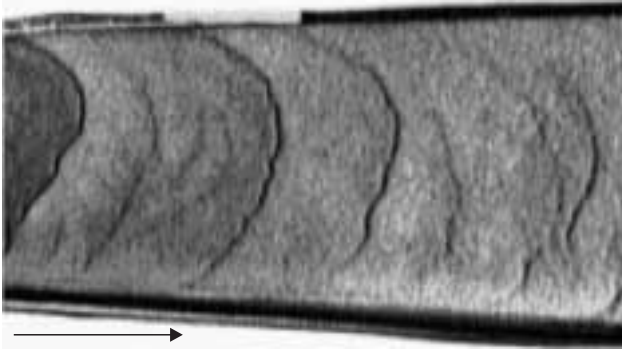
Szemcsés anyagokkal a mindennapi életünkben, az iparban és a természetben is gyakran találkozunk [1–3]. Ennek ellenére viselkedésüket sok esetben mind a mai napig megjósolhatatlannak találjuk. Gondolhatunk a hegyoldalakon megfigyelhető, előre nem jelezhető kőlavinákra, vagy a nagy mechanikai feszültség hatására összedőlő gabonasilókra. Gyakran gondot okoz az ipari folyamatok tervezőinek, hogy a szemcsés anyag „nem normálisan” viselkedik, például különböző méretű szemcsék összekeverésénél az anyag a keverés, vagy rázás hatására inkább szétválik, vagy más esetben csöveket dugít el, ahol pedig a számítások szerint folynia kellene. Így a szemcsés anyagok mechanikai, dinamikai tulajdonságainak vizsgálata ma is aktív kutatási terület, ami sok más területtel is összefügg. Erre egy jó példa a közlekedésdinamika, ahol az autók vagy gyalogosok mozgását leíró modellek gyakran szoros rokonságot mutatnak a szemcsés anyagok áramlási modelljeivel.

A szemcsés anyagok dinamikai viselkedését érdekes dualitás jellemzi. Egyfelől, a dobozból elég gyorsan kiöntött cukor, vagy kávé a folyadékokhoz nagyon hasonlóan folyik, másrészt, a folyás megindulásának vagy – lassú öntés esetén megfigyelhető – szakaszosságának legegyszerűbb leírásához abból érdemes kiindulni, hogy az anyag nagyon sok, piciny szilárd egységből áll. A szemcsés anyagokkal foglalkozó kutatókat, mérnököket régóta foglalkoztatja, hogy milyen módon lehetne a szemcsés anyagok dinamikai jelenségeit a folyadékdinamikai kontinuumegyenletekhez hasonló keretek között tárgyalni. Az egyik nehézség, hogy a szemcsés anyag – ellentétben a normál folyadékokkal – összenyomható, és sűrűsége nagyon tág határok között változhat. Egy dobozban lévő anyagot intenzíven rázva könnyen elérhető a nagyon ritka gázszerű

fázis, a doboz mozgását fokozatosan lassítva pedig a mozgásban lévő anyag sűrűsége folyamatosan növekszik, megközelítve a nyugalmi sűrűséget. Egy másik nehézség, hogy, ellentétben az átlátszó folyadékokkal, amelyekben az áramlási teret az anyag belsejében is viszonylag könnyen feltérképezhetjük a folyadékba helyezett „*tracer*” részecskék mozgását követve, a szemcsés anyagok áramlását legtöbbször csak a felületen tudjuk nyomon követni. Így jóval kevesebb információból kell rekonstruálnunk, hogy milyenek is lehetnek a különböző geometriákban megfigyelhető áramlási terek, illetve az azokat meghatározó törvényszerűségek. A manapság már viszonylag elérhető árú, gyors videokamerák (néhány ezer kép/másodperc) elterjedésével egyre intenzívebb adatgyűjtés folyik, hogy a szoba jöhető modelleket teszteljük. A különböző nyírási geometriák mellett az egyik gyakran vizsgált eset – egyszerűsége miatt is – az érdes felületű lejtőn lefolyó, nem túl vastag szemcsés réteg.

A folyadékok mozgásának leírásánál a nyírófeszültség és a nyírás következtében létrejövő sebességgradiens között lineáris összefüggést találunk, amit egy lényeges anyagi paraméter, a viszkozitás jellemez. Egyszerű (newtoni) folyadékok esetében ez a viszkozitás konstans, bonyolultabb esetekben (pl. polimeroldatoknál) függ a nyírás erősségétől. A szemcsés anyagok esete még ennél is bonyolultabb, mivel itt hagyományos értelemben vett viszkozitásról sem beszélhetünk, hiszen a nyírófeszültség általában nem a sebességgradiens első hatványával arányos. Ha a lejtőn lefolyó anyag esetét nézzük, akkor newtoni folyadékoknál a felszíni sebesség a rétegvastagság négyzetével arányosan nő, ami a konstans viszkozitás következménye. Egy angol mérnök – *R.A. Bagnold* – a második világháború utáni években intenzíven érdeklődött, hogy hogyan is lehet ez a szemcsés anyagok esetében. Azzal a modellel állt elő, hogy itt a nyírófeszültségnek a sebességgradiens második hatványával

A vizsgálatokat az OTKA-F-060157 kutatási pályázat támogatásával és az MTA Bolyai János Kutatási ösztöndíj segítségével végeztem.

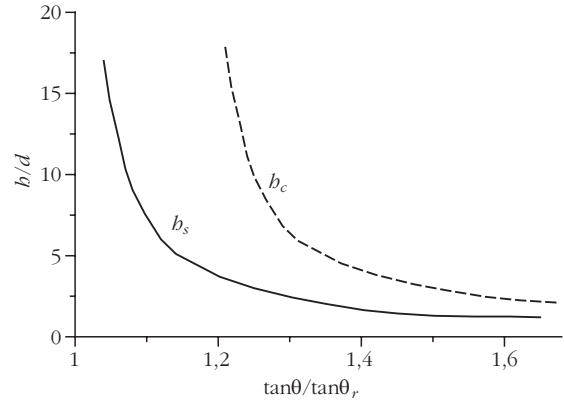


1. ábra. Lejtőn lefolyó szemcsés anyag felületén megfigyelhető hullámok felülől nézve. A folyás irányát a nyíl jelöli.

kell arányosnak lennie. Érvelése szerint a lejtővel párhuzamos, egymás fölötti rétegekben lévő, egymással ütköző részecskék közötti lendületátadás a sebességgradiens mértékével arányos. Másrészt, ezen ütközések frekvenciája szintén lineárisan függ a sebességgradienstől. Az így megindokolt négyzetes összefüggés ahhoz vezet, hogy a felszíni sebesség nem a vastagság négyzetével, hanem annak csak $3/2$ -ik hatványával növekszik. Ez az, amit egyszerű kísérletekkel igazolni lehet, és az elmúlt néhány évben többen is kimutatták, hogy valóban így van, de csak addig, amíg az anyag viszonylag lassan áramlik és sűrűsége nagy, azaz alig tér el a nyugalmi sűrűségtől. A nagyon lassú határesetben a Bagnold-modell ismét érvényét veszti, ezt az úgynevezett kvázisztatikus nyírési tartományt más geometriában intenzíven vizsgálják [4].

A lejtőn lefolyó réteg vizsgálata azonban nem csak a fenti alaptulajdonságok szempontjából érdekes, hanem azért is, mert a homogén állapot gyakran instabillá válik és különféle mintázatok alakulhatnak ki. Ezek lehetnek hasonlóak azokhoz, amelyeket a hagyományos folyadékoknál is láthatunk, de vannak olyanok is, amelyeket folyadékokban eddig nem figyeltek meg.

A lejtő meredekségét növelve, a folyás megindulása után a homogén állapot első instabilitása hullámok kialakulásához vezet (lásd 1. ábra). Az már régóta ismert tény, hogy egy függőleges falon vagy lejtőn lefolyó vékony folyadék réteg instabillá válik és hullámok alakulnak ki. A jelenséget Kapitza-instabilitásként szokták emlegetni. Az utóbbi években ezt az instabilitást többen is vizsgálták szemcsés anyagokra, és azt tapasztalták, hogy ugyan az instabilitás a folyadékokban megfigyelthez hasonlóan inerciális eredetű, a hullámok tulajdonságai mégis lényegesen eltérőek [5]. Ezeknél az anyagoknál ugyanis – a newtoni folyadékokkal ellentétben – az instabilitási küszöb könnyen eshet a folyási határ alá, vagyis az instabilitás rögtön az áramlás megindulásánál jelen lesz. Ez annak a következménye, hogy a lejtőre helyezett szemcsés anyag csak egy kritikus h_c vastagság fölött kezd el folyni, illetve egy ennél kicsit kisebb h_s vastagságnál a folyás megáll. Így a szemcsés anyagot vizsgálva azt tapasztaljuk, hogy a hullámok rögtön a folyás megindulása után kialakulnak. A vastagabb részeknél az áramlás felgyorsul, míg máshol elvékonyodik, lelassul és meg is áll. Ily módon a lejtő aljára az anyag már diszkrét csomagokban (lavinákban) érkezik.

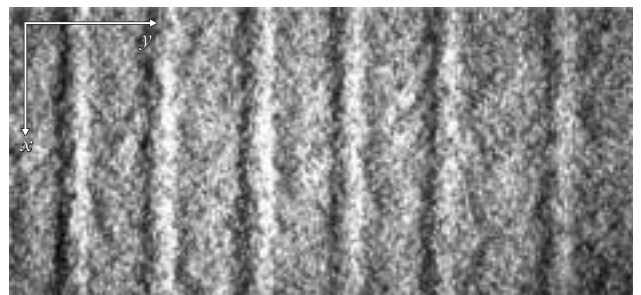
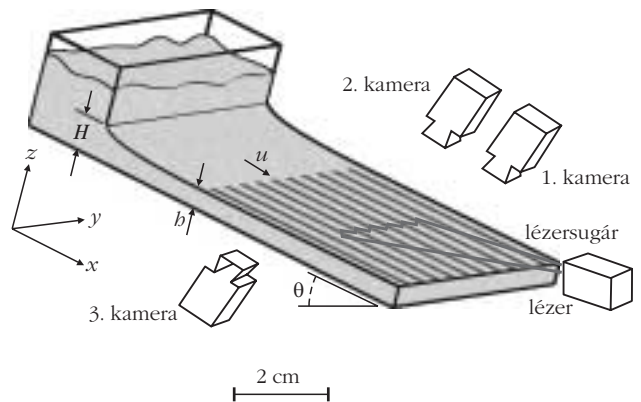


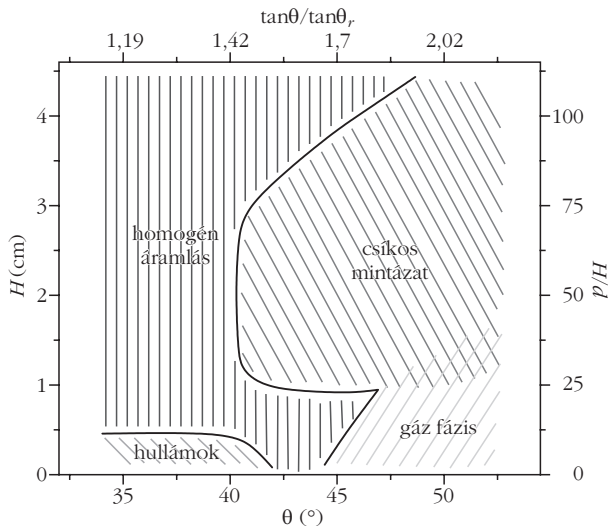
2. ábra. Érdes felületű lejtőn az áramlás csak egy kritikus rétegvastagság (h_c) fölött indul meg, egy ennél kisebb h_s vastagság alatt pedig megáll. A két görbe közötti tartományban az anyag metastabil állapotban van. A fenti görbék arra az esetre vonatkoznak, amikor a lejtő érdessége a részecskeméretéhez (d) hasonló.

A két mennyiség – h_s és h_c – fontos paraméter és a 2. ábrán látható módon függ a lejtő dőlésszögétől. A két görbe végtelenbe fut a lejtő meredekségének egy meghatározott értékénél. Azt a szöveget, ami egy főntről növeztett homokdomb oldalán alakul ki azután, hogy abbamarad a bejövő anyagáram és a még mozgásban lévő szemcsék mind lefolynak, *részűszögnek* (θ_r) nevezzük, és, mint az várható, ez a h_s görbe aszimptotája (2. ábra). Ez a szög körülbelül 31° homokszemcsék esetén és 21° üveggolyók esetén.

A lejtő meredekségét növelve, az áramlás gyorsulásával egy másik, talán még érdekesebb instabilitás figyelhető meg, amelynek során az anyag a 3. ábrán látható módon csíkokba rendeződik. Ez a jelenség hagyományos folyadékokban hasonló körülmények között nem figyelhető meg. Érdekes, hogy ez egy csak nem régen

3. ábra. Ha a lejtő meredeksége meghalad egy kritikus értéket, a lefolyó anyag spontán csíkokba rendeződhet.

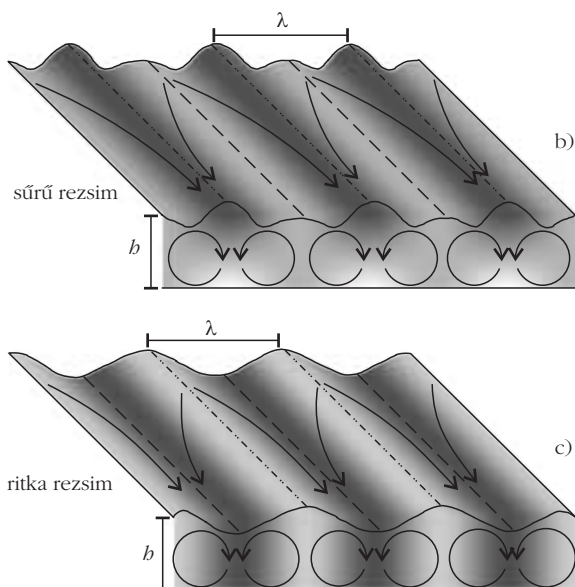
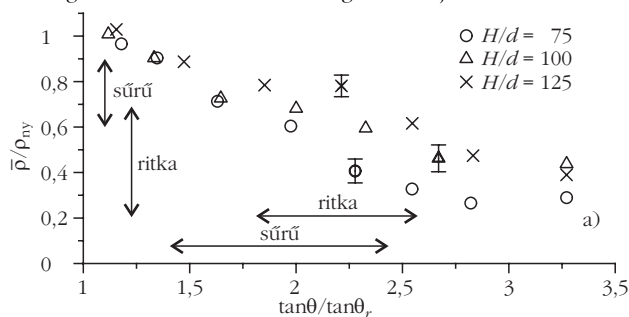




4. ábra. A különböző áramlási rezsimek fázisdiagramja a bejövő anyagmennyiséget szabályozó nyílás nagyságának és a lejtő meredekségének függvényében.

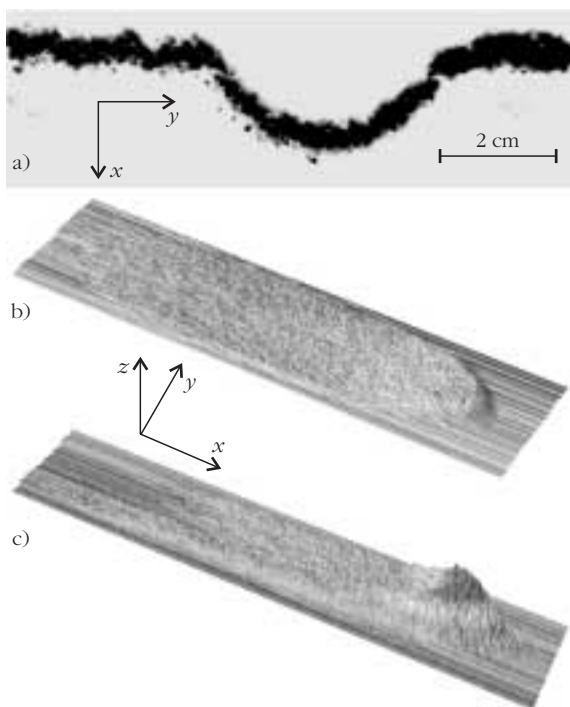
felfedezett jelenség annak ellenére, hogy viszonylag tág tartományban megfigyelhető. Ha a fázisdiagramot szemléljük (4. ábra), amelyen a bejövő anyagmennyiséget szabályozó nyílás H nagysága és a lejtő meredeksége

5. ábra. (a) A nyugalmi sűrűséggel (ρ_{ny}) normált átlagos anyagűrűség a meredekség függvényében három különböző H/d értékre. Az áramlási tér sematikus ábrája a sűrű (b) és ritka (c) rezsimekben. A sűrűség térbeli változását a szürkesség mértéke jelöli.



függvényében ábrázoltuk a különböző áramlási rezsimekhez tartozó tartományokat, akkor láthatjuk, hogy egy jó nagy részt a csíkokból álló mintázat foglal el, míg például az előzőekben ismertetett hullámok csak a fázisdiagram kis szegletéhez tartozó paramétereknél (vékony, lassú rétegnél) figyelhetők meg. Látható továbbá az is, hogy csíkok csak egy kritikus lejtőmeredekség fölött figyelhetők meg. A küszöbmeredekség sok általunk vizsgált, különböző rézsűszöget formáló anyagra univerzálisan a $\tan\theta/\tan\theta_r \approx 1,4$ értéknek felel meg.

Vizsgáljuk meg most a csíkokból álló mintázat szerkezetét és kialakulásának körülményeit. A 3. ábrán látható lézernyaláb felületről visszavert fényét az 1. kamera segítségével detektálva meghatározhatjuk, hogy a mintázathoz milyen magasságmoduláció tartozik. A másik két kamera segítségével a sebességet határozhatjuk meg az áramló réteg felszínén, illetve a legalsó rétegnél közvetlenül a lejtő fölött (egy erre a célra készített ablakon keresztül). Az első dolog, amit elemezni érdemes az, hogy a mintázat a lejtő meredekségét változtatva széles tartományban megfigyelhető, viszont tulajdonságai a lejtő meredekségének növelésével drasztikusan változnak. Ennek feltérképezésére készítettünk egy olyan rendszert, amely az összes kiegészítő berendezéssel együtt (kamerák, lézer stb.) könnyen billenthető. Ennek segítségével nemcsak a különböző rezsimeket határoztuk meg, hanem módunk nyílt azt is megmérni, hogy hogyan változik az áramló anyag átlagos sűrűsége a lejtő meredekségének növelésével [6]. Ezt úgy tettük, hogy a fent említett módszerrel detektáltuk az áramlási vastagságot, miközben a lejtőt hirtelen visszabillentettük, és az áramlást befagyasztottuk. A mérést kellő körültekintéssel végezve könnyen meghatározhatjuk az áramlási és a nyugalmi sűrűség hányadosát. Az 5. ábrán látható, hogy ez a hányados erőteljesen csökken a lejtő meredekségének növelésével. Azt is láthatjuk, hogy két különböző szerkezetű mintázatot találtunk, amit sűrű és ritka rezsimeként jelöltünk, mivel az egyikhez tartozó átlagos sűrűség a $0,6\rho_{ny}-0,9\rho_{ny}$ a másikhoz tartozó pedig a $0,2\rho_{ny}-0,7\rho_{ny}$ tartományban van. A két rezsim közös vonása, hogy az áramlási vastagság periodikusan változik az y irányban, viszont lényeges különbség, hogy míg a ritka rezsimben a vastagságminimumokhoz sebességmaximum tartozik, addig a sűrű rezsimben épp fordítva, azaz az áramlási sebesség a vastagságmaximumnál a legnagyobb. A felszínen mért áramlási térkép arra enged következtetni, hogy az áramlási tér vortex jellegű, ahogy azt az 5.b-c ábrákon vázoltuk. Ez lehet annak a következménye, hogy az instabilitás bizonyos tekintetben hasonlít a folyadékok esetében jól ismert Rayleigh-Benard-instabilitáshoz, amikor is egy alulról fűtött folyadékrétegben hengeres áramlás alakul ki, mivel a melegítés hatására a folyadék alsó része kicsit kitágul, és a fölötte lévő hidegebb (sűrűbb) folyadékréteggel instabil konfigurációt alkot. Ilyen úgynevezett sűrűséginverzió jöhet létre a szemcsékből álló rétegben is, ahol az érdes felületű lejtővel való ütközések hatására a részecskék közötti átlagos távolság kicsit megnő a lejtőhöz közelebbi részen, vagyis egy viszonylag sűrűbb réteg csúszik egy



6. ábra. (a) A 3. ábrán látható lézernyaláb 1. kamerával rögzített képe, miközben egy lavina épp ott halad el. A lézernyaláb képének időbeli változását rögzítve meghatározhatjuk a lavinák magasságprofilját. A piciny golyókból álló szemcsés anyagban megfigyelhető lavina (b) elnyújtottabb, laposabb alakú, és benne a részecskék mozgása kevésbé dinamikus, mint a szabálytalanabb alakú homokszemcsékből álló anyagban megfigyelt lavinánál (c).

ritkább réteg tetején [7]. Az, hogy az instabilitás emiatt jön-e létre, vagy pedig a hengeres konvekció már egy másodlagos következmény, még nem tisztázott. Úgy tűnik ugyanis, hogy a mintázat kialakulása gyorsuló folyásnál történik, és, amikor a folyás a lejtőn lefelé haladva eléri a végsebességét (már nem gyorsul tovább), a mintázat elhalni látszik. Így a folyás gyorsuló mivolta is fontos tényezőnek tűnik a mintázat kialakulása szempontjából.

Mint már korábban említettük, kevés bejövő anyagmennyiség esetén az áramlás szakaszossá válik. Ennek egy extrém határesetre, amikor olyan kis ütemben szórjuk a lejtő tetejére a szemcséket, hogy csak nagyritkán indul meg egy-egy lavina. Ezek a lavinák aztán formájukat és sebességüket tartva stacionárius módon haladnak lefelé a lejtőn lévő sztatikus réteg felszínén. A lavinák tulajdonságait vizsgálva azt tapasztaltuk, hogy nagy mértékben függenek a szemcsés anyag milyenségétől [8]. Elsőként vegyük szemügyre a lavinák alakját. A 6.a ábrán láthatjuk a 3. ábrán látható lézernyaláb 1. kamerával rögzített képét. Ahogy a lavina elhalad, a lézernyalábról felvett kép az időben változik, amiből rekonstruálhatjuk a lavina magasságprofilját (6.b–c ábrák). Piciny golyókat használva a lavinák alakja elnyújtottabb, és magasságuk csak ritkán haladja meg a $2h_s$ értéket (6.b ábra). Ezzel szemben a kicsit szabálytalanabb alakú, de még mindig nem túl sarkos homokszemcsékből álló anyag esetében a lavinának egy magas, dinamikus frontja van, amelynek magassága $3h_s-4h_s$ (6.c ábra).

A nagy sebességű kamerával felvett felvételeken [9] látható, hogy az említett két esetben megfigyelhető lavináknak nem csak az alakja gyökeresen különböző. A szabálytalanabb homokszemcsék esetén a lavinafrontból kirepülnek a részecskék, azaz a tipikus részecskesebesség (kb. 30%-kal) nagyobb, mint a lavina haladási sebessége. Golyókból álló rendszer esetében viszont a lavina haladási sebessége nagyobb – mintegy másfélszerese – a legnagyobb részecskesebességnek. Itt ugyanis a lavina haladása úgy történik, hogy a lejtőn nyugalomban lévő (h_s vastagságú) rétegben lévő részecskék mozgásba jönnek a kicsit fentebb lévő, már mozgó részecskékkel meglévő kontaktusaik folytán.

A fentiekben ismertetett és az azokhoz hasonló egyszerű kísérletekkel fontos információkat tudhatunk meg a szemcsés anyagok alaptulajdonságairól, segítségükkel megérthetünk a természetben megfigyelt vagy ipari folyamatokban lejátszódó jelenségeket. Egy igen erős motiváció azonban a numerikus modellek érvényességi körének vizsgálata is. A számítógépes modellezésben az eszközzel leírt folyamatok fejlődésével a valóságot egyre pontosabban leíró rendszereket tudunk vizsgálni, ily módon költséges kísérletek elvégzése helyett szimulációk segítségével jósolhatunk meg fontos jelenségeket. A modellekben számos egyszerűsítéssel szokás élni, amelyek jelentősen javítják a numerikus számítások hatékonyságát, viszont bizonyos mértékig korlátozzák is azok érvényességi körét. Egyik ilyen egyszerűsítés, hogy az esetek túlnyomó többségében gömb alakú szemcséket használnak. Sok példát találhatunk arra, hogy kísérletet piciny gömbökkel és szabálytalan alakú homokszemcsékkel elvégezve hasonló viselkedést tapasztalunk, ilyen volt például a csíkokból álló mintázat, de könnyen találhatunk lényegesen eltérő viselkedést is. Ilyen például a hullámok esete, ahol a két esetben kvalitatívan hasonló, de kvantitatívan nagyon különböző dinamikát találunk, vagy a lavinák, ahol a két rendszer viselkedése nemcsak kvantitatívan, hanem már kvalitatívan is eltérő.

Irodalom

1. Vankó P., Izgalmas mérések a mérnök-fizikus hallgatói laboratóriumban. *Fizikai Szemle* 56 (2006) 307
2. Jánosi I., A homok titkai. *Természet Világa* 129 (1998) 19
3. Jánosi I., Zajongó homokdombok és egyéb furcsaságok: új fejlemények a granuláris anyagok fizikájában. *Fizikai Szemle* 45 (1995) 78
4. Unger T., Török J., Kertész J., Wolf D.E., Shear band formation in granular media as a variational problem. *Physical Review Letters* 92 (2004) 214301
5. Forterre Y., Pouliquen O., Long-surface-wave instability in dense granular flows. *Journal of Fluid Mechanics* 486 (2003) 21
6. Börzsönyi T., Ecke R.E., Rapid granular flows on a rough incline: phase diagram, gas transition, and effects of air drag. *Physical Review E* 74 (2006) 061301
7. Forterre Y., Pouliquen O., Longitudinal vortices in granular flows. *Physical Review Letters* 86 (2001) 5886
8. Börzsönyi T., Ecke R.E., Two scenarios for avalanche dynamics in inclined granular layers. *Physical Review Letters* 94 (2005) 208001
9. Nagy sebességű kamerával készült videofelvételek és további információk elérhetők a <http://www.szfi.hu/~btamas/gran/gran.html> internetes oldalon.

A HÉJSZERKEZET ÁTRENDEZŐDÉSE EGZOTIKUS ATOMMAGOKBAN

Dombrádi Zsolt
MTA ATOMKI, Debrecen

A magfizika történetét 1911-től számoljuk, amikor *Ernest Rutherford* α -szórási kísérleteivel kimutatta, hogy az atom nem tömör, hanem a közepében egy kicsi ($\sim 10^{-14}$ m átmérőjű) részben van az atom tömegének jelentős része, amit az atom magjának nevezett el. 1916-ban $^{14}\text{N}(\alpha, p)$ reakcióban sikerült kimutatni, hogy a magban pozitív töltésű részecskék, protonok vannak. 1932-ben ködkamrás kísérletben *James Chadwick* kimutatta, hogy az atommag másik fontos összetevője a semleges neutron. Innen számolhatjuk a kis energiás – az atommag szerkezetét proton és neutron szabadsági fokokkal értelmező – magszerkezet-kutatást. Nem sokkal az atommag felfedezése után sikerült kimutatni, hogy egy adott töltésű maghoz különböző tömegek tartozhatnak, azaz különböző izotópok léteznek. 1932-re az is kiderült, hogy ennek az az oka, hogy az adott töltésű – protonszámú – atommagok különböző számú neutronból állhatnak. Ez a felfedezés egyben utat mutatott az addigi kísérleti eredmények rendezési elvére. A proton-, illetve neutronszám függvényében ábrázolva az adatokat hamar kiderült, hogy bizonyos proton-, illetve neutronszámok közelében bizonyos mennyiségek hirtelen változást mutatnak.

Mindenek előtt a tömegmérésekből meghatározott kötési energiák, illetve az azok különbségéből kapott szeparációs energiák mutattak ugrásszerű változást bizonyos mágikus számoknál. A megfelelő magokat a kibontakozóban levő atomi kvantummechanikai analógia alapján nemesgázszerkezetűnek tekintették. Már a '30-as évek végén ismertek voltak a 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 mágikus számok, amelyek a nemesgázok zárt elektronhéjaihoz hasonlóan zárt proton-, illetve neutronhéjaknak feleltek meg. 1948-ban megszületett az atommagok héjmodellje, amellyel sikeresen lehetett értelmezni a mágikus számokat, mint

héjzáródási effektusokat, valamint a mágikushoz közeli proton- és neutronszámú atommagok alap- és gerjesztett állapotai sajátosságait. Nem sokkal később megszületett a folyadékcseppmodell továbbfejlesztéseként az atommagok kollektív modellje is, amely egy folyadékcseppben végbemenő rezgések és forgások szuperpozíciójaként értelmezi a mágikustól távoli proton- és neutronszámú atommagok gerjesztésienergia-spektrumát.

Ezek az atommagok kis energiás mozgásformáinak értelmezésre tett javaslatok meglehetősen szűk kísérleti adathalmazra alapozva jöttek létre: a kis energiás magfizika alapmodelljei a stabilitási völgy közelében elhelyezkedő atommagok néhány gerjesztett állapotának ismeretében születtek.

A magfizika kezdetei óta megvan az érdeklődés a stabilitási sávától távolabb eső atommagok előállítása és szerkezetének vizsgálata iránt. Mindig újabb és újabb technikát vetettek be, hogy még távolabb lehessen jutni a stabilitási sávától. A '30-as évektől a könnyűion-reakciókat alkalmazták mesterséges izotópok előállítására, majd az urán hasadánytermékeit azonosítva sikerült újabb területeket feltárni. Az '50-es években az izotópszeparátorok elterjedése alapozta meg az új izotópok felfedezését és tulajdonságaik vizsgálatát. A reakciótermékek α -bomlását követve sikerült egy új izotópcsaládot feltárni 1970-re. A '70-es években a spalláció és a nehézionok fúziója volt a fő módszer új izotópok előállítására, a '80-as évekre pedig a nehézionok fragmentációja vált a meghatározó technikává. Mára közel 3000 izotópot sikerült előállítani, bő tízszer annyit, mint amennyi stabil izotóp van.

A héjmodell ugyan a stabil atommagok tulajdonságaira alapozódott, de a későbbi eredmények is könnyen beilleszthetőek voltak. Megfelelő effektív kölcsönhatást használva a héjmodell széles magtartományokon nagy pontossággal képes leírni az atommagok alacsonyenergiás állapotainak sajátosságait. A héjmodell sikereinek elismeréseként 1963-ban *Maria Göppert Meyer* és *Hans Janssen* Nobel-díjat kapott. A '70-es évek közepére világossá vált, hogy az alapvető magmodellek koncepcionálisan helyesek, és az új eredmények csak a modellek finomítását tették szükségessé, de a magfizika „standard” modelljei kiállták az idő próbáját. Sokan úgy gondolták, hogy *Bohr* és *Mottelson* 1975-ös Nobel-díja a kisenergiás magfizika lezárását jelentette. A '80-as évek kísérleti eredményei, mint például a nagy spinű szuperdeformáltság kimutatása vagy új kétszermágikus atommagok megtalálása figyelemre méltó felismeréseket hoztak, ezek azonban nem változtatták meg a magról vallott felfogásunkat, „csak” az eddigi képünket tették részletekben gazdagabbá.

James Chadwick



Ernest Rutherford



Magszerkezet-vizsgálat radioaktív nyalábok segítségével

Az első jelek arra vonatkozóan, hogy nem biztos, hogy az atommagról vallott felfogásunk tökéletes, a '80-as évek közepe táján kezdtek megjelenni. Ezeket a jeleket a stabilitási sávtól távoli atommagok spektroszkópiája szolgáltatta.

Ekkorra az új izotópok előállításának meghatározó módszerévé a nehézion-ütközésekben keletkező fragmentumok röptében való szeparálása vált. Hamar kiderült, hogy ez a technika egy új kutatási irányt is megalapozott. Megfelelően nagyra növelve ugyanis a fragmentumok számát, a szeparált radioaktív ionokat mint nyalábot használva a stabilitási sávtól távoli atommagoknak nemcsak létét és bomlási tulajdonságait, hanem kölcsönhatásait is vizsgálni lehetett. A fragmentációban a kis méretű magtöredékek, fragmentumok keletkeznek legnagyobb számban, így természetes volt, hogy a legkönnyebb atommagokkal kezdődött el a radioaktív-nyalábos magfizika. A He, Li, Be magoknál sikerült leghamarabb elérni a nukleoninstabilitási vonalakat, és elkezdni a neutroninstabilitásivonal mentén elhelyezkedő atommagok sajátosságainak vizsgálatát ütközési folyamatokban.

Már a legegyszerűbb mérés, a mag kölcsönhatási sugarának mérése is meglepő eredményt hozott: A ^{11}Li négyzetes középsugara mintegy 40%-kal nagyobbak mutatkozott, mint ahogy azt az $A^{1/3}$ skálázás szerint várni lehetett. A másik figyelemre méltó felfedezés az volt, hogy a félig zárt héjú neutrontöbbletes atommagok a $^{32}\text{Mg}_{20}$ közelében nem érzik a héjzáródás hatását. A megfigyelt jelenségeket nem lehetett a szokásos héjmodellképben értelmezni. Az első értelmezési javaslat szerint az $N=20$ héjzáródás feletti neutronegyrészecske-állapotok energiája annyira lecsúszott a nagy neutrontöbblet miatt, hogy megszűnt a héjzáródás.

Hirtelen minden bizonytalanná vált a neutroninstabilitásivonal mentén. A már-már reflexszerűen alkalmazott sémák és modellek alapjaikban kérdőjeleződtek meg. A magfizikában újból a '30-as évek hangulata érződött, amit megerősített a kísérleti körülmények hasonlóvá válása is. A radioaktív nyalábok minősége összemérhető az első gyorsítók által szolgáltatott nyalábok minőségével. Kis intenzitású, divergens, bizonytalan energiájú, erősen szennyezett radioaktív nyalábok állnak rendelkezésre. Ugyanakkor gyakran elegendő egyetlen csúcs kimutatása egy spektrumban egy új koncepció megerősítéséhez vagy elvetéséhez. Egy új tudományág született: a radioaktív nyalábos végzett magfizika. Nagy, romantikus lelkesedéssel vetette magát bele a kutatók jó része az új kérdések vizsgálatába, nagy erővel indult meg a magtérkép neutronban gazdag szélének feltérképezése.

Az addig meglevő, radioaktív nyaláb előállítására alkalmas laboratóriumokat elkezdtek bővíteni, felújítani, illetve új generációs berendezéseket kezdtek építeni. Befejeződött a Michigan State Universityn a Nemzeti Szupravezető Ciklotron Laboratórium re-

konstrukciója, üzembe állt a Ganilban a Spiral radioaktívion-gyorsító. Régi, nagynevű központok álltak át radioaktív nyalábos fizikára, mint például a GSI Németországban, a Triumph Kanadában, vagy Oak Ridge az USA-ban. Rikenben még ez évben átadják az új radioaktívnyaláb-gyárat, folyik a felkészülés a GSI Fair berendezésének megépítésére, és a Ganilban a Spiral2 laboratórium létrehozására.

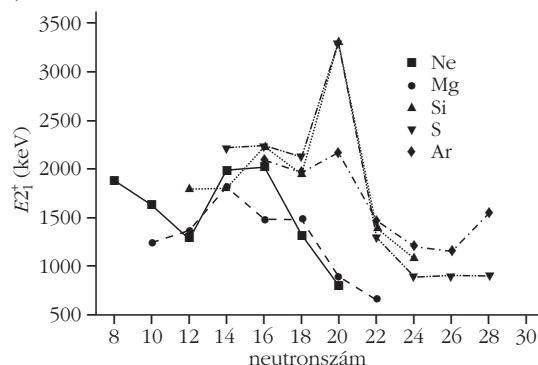
Bő egy évtizedes kutatás után sikerült tisztázni, hogy a gyengén kötött, könnyű, neutrongazdag atommagokban a magsugar növekedését az okozza, hogy a leggyengébben kötött $s_{1/2}$ és $p_{1/2}$ valencianeutronok a többi nukleontól igen távol töltik az idejük nagy részét, így egy híg neutronanyag, neutronfényudvar (glória) lengi körül a magtörzset.

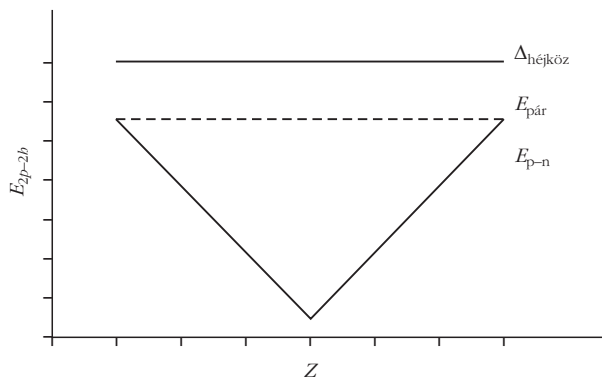
A héjzáródás megszűnése vagy a főhéjzáródáson átívelő gerjesztések?

Ami az eltűnő héjzáródások koncepcióját illeti, kísérletek sora igazolta, hogy a ^{32}Mg körül van egy atommagcsoport, melynek tagjai semmilyen szempontból nem érzik az $N=20$ héjzáródás hatását. A kötési energiákban nincs ugrás az $N=20$ vonal átlépésekor, az első 2^+ állapot energiája inkább csökken, mint nő $N=20$ -nál, ahogy az az 1. ábrán látható, és a $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ kvadrupól átmeneti valószínűségek nagyok $N=20$ esetén is. Hasonló megfigyeléseket tettek a ^{12}Be melletti atommagokra is, azaz kísérleti szempontból sem a neutrongazdag $N=8$, sem a neutrongazdag $N=20$ magok nem mutatnak egyszer mágikus jelleget. Ennek ellenére a héjzáródások megszűnésének kérdése állandó viták tárgya maradt.

Ha csökkennek a főhéjak közötti energiakülönbségek, a mag mágikus jellege természetesen előbb-utóbb megszűnik, és hajlamos lesz a deformációra. De nem ez az egyetlen út egy mágikus számú neutronnal rendelkező magban deformált állapotok létrehozására. Ha például egy neutronpárt a következő főhéjra helyezünk, akkor 0-ról 4-re nő az aktív valencianeutronok száma (2-részecske–2-lyuk gerjesztés), és, ha van elegendő valenciaproton is, akkor az általános elvárásnak megfelelően a mag deformálódik ebben az

1. ábra. A $Z=10-18$ atommagok 2_1^+ energiáinak viselkedése a neutronszám függvényében. A Ne és Mg atommagok nem érzik az $N=20$ héjzáródás hatását.

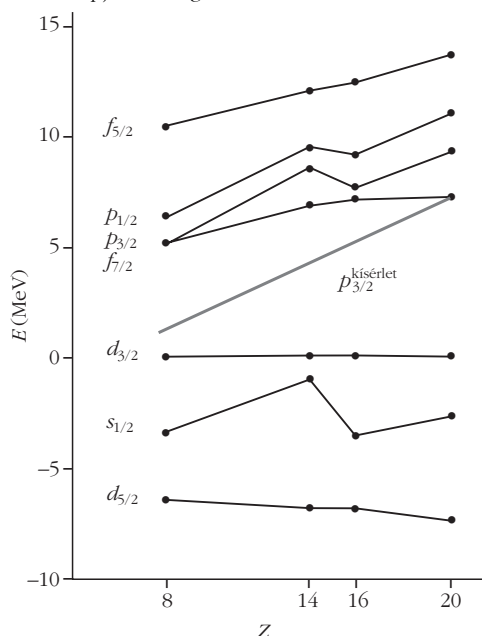




2. ábra. A héjazáródáson keresztül történő gerjesztések energiája a protonszám függvényében perturbációs számítás első közelítésében. A párkölcsönhatás erősségének növekedéséből nyert energia egyenletesen, a proton–neutron kvadrupól–kvadrupól kölcsönhatás az aktív protonok számával arányosan csökkenti az intruder állapotok energiáját.

állapotban. Így a normál szférikus konfiguráció mellett egy deformált „intruder” konfiguráció is megjelenik valamilyen gerjesztési energiánál. Ennek az intruder állapotcsaládnak a viselkedése analóg lesz a mágiikus szám ± 4 neutronszámú mag viselkedésével. Az intruder analóg állapotok energiája a deformáció során nyert potenciális energia és a főhéjazáródáson át történő 2-részecske–2-lyuk gerjesztés energiájának a különbsége határozza meg, amit a 2. ábra mutat be. Ahhoz hogy két részecskét a következő főhéjra helyezzünk, Δ_{hjkz} energia kell. Nemi energianyereség származik a megnövekedett párkölcsönhatási energiából (a spin–pálya kölcsönhatás miatt a következő főhéj első egyrészecske-állapota nagyobb spinű, mint a zárt héj utolsó egyrészecske-állapota, és a párkölcsönhatási energia $2j+1$ -gyel arányos). Több energiát lehet nyerni a mag deformálása útján, amit a proton–

3. ábra. A neutronegyrészecske-energiák várható változása a stabilitási sáv közelében meghatározott effektív kölcsönhatást használó 2-főhéjas héjmodellszámítás szerint, és az $N = 20$ héjazáródás erőssége a mérések alapján (vastag szürke vonal).



neutron kvadrupól–kvadrupól kölcsönhatás okoz. Ez a járulék az aktív valencianukleonok számával arányos, így a (proton)héj közepén maximális, és akár olyan nagy is lehet, hogy a deformált intruder analóg állapot lesüllyed a szférikus alapállapot alá. Ez a mechanizmus nincs összefüggésben a proton/neutron aránnyal, és a magtérképen minden egyszeresen zárt magtartományban megfigyelhető. Köztudott, hogy a könnyű $^{182-186}\text{Pt}$ magokban az intruder állapot olyan mértékben lesüllyedt, hogy ott már ő az alapállapot. Az $N = 20$ tartományban is lehet ez a helyzet.

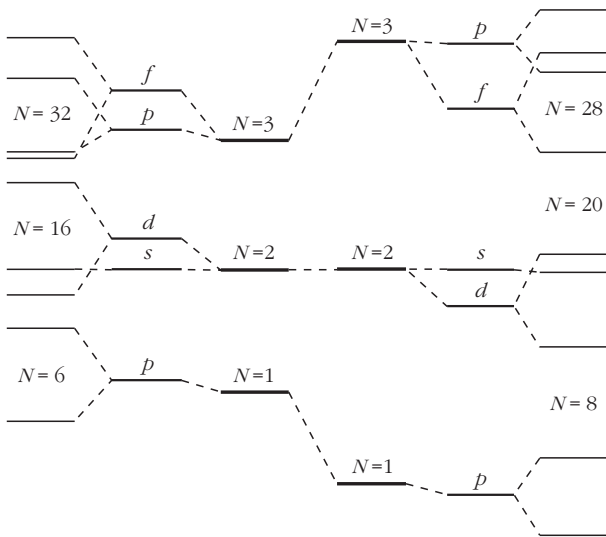
Hamarosan kiderült, hogy a ^{32}Mg körül észlelt jelenségek teljes mértékben értelmezhetőek az intruder analóg állapotok segítségével. A '90-es évekre teljes konszenzus alakult ki a különböző héjmodelliskolák között, hogy a $Z = 10-12$, $N = 20, 21$ szigeten a deformált, neutron-2-részecske–2-lyuk állapotok a szférikus, zárt héjú állapotok alá süllyedtek, és nincs szükség az $N = 20$ héjazáródás megszűnésének a feltételezésére. A proton–neutron effektív kölcsönhatás monopól komponense ugyan csökkenti valamelyest az $N = 20$ héjközt (a ^{40}Ca -ban észlelt 7 MeV-ről kb. 5 MeV-re), ahogy ez a 3. ábrán látszik, ez a csökkenés azonban nem szünteti meg a héjazáródást, csak hozzájárul ahhoz, hogy az intruder állapotok a gömbszerű normál állapotok alá süllyedjenek.

A fenti állásponttól lényegében csak a tokiói iskola tért el. Ők ugyanis 2-főhéjas héjmodell-számításaikhoz módosították az egy-egy főhéjra illesztett effektív kölcsönhatásokat úgy, hogy a kísérletnek megfelelően a ^{26}O már ne legyen kötött. Ezzel az effektív kölcsönhatással számolva hasonlóan jó leírást tudtak adni az ismert jelenségekre, mint azok a csoportok, amelyek a stabilitási völgyben megfigyelt adatokhoz illesztették a kölcsönhatási mátrixelemeket. Ugyanakkor ezzel az effektív kölcsönhatással azt jósolták, hogy a neutronegyrészecske-energiák erősen függenek a neutronszámtól, és az $N = 20$ héjazáródás teljesen megszűnik $Z = 8$ -nál. A megszűnő héjazáródás hatása az anomálishan viselkedő tartománytól távolabb levő atommagoknál a legszembetűnőbb: még $N = 17$ -nél is alacsonyan fekvő intruder állapotok lehetnek a neutrongazdag magokban.

Az a felvetés, hogy a stabilitási sávhoz közelebb fekvő magok vizsgálata adhat kulcsot a héjazáródások kérdésének a megoldásához, új lendületet adott a kísérleti munkának.

A héjazáródások átrendeződése

A kutatásnak ebbe a fázisába kapcsolódtak be az MTA ATOMKI-nak azok a munkatársai, akik a francia nemzeti nehézion laboratóriumban, a GANIL-ban, és a japán fizikai-kémiai kutató intézet RIKEN radioaktív nyaláb gyárában magspektroszkópiai módszerekkel vizsgálták a neutron instabilitási vonal közelében fekvő atommagokat $Z = 6$ -tól $Z = 20$ -ig, és jelentős mértékben hozzájárultak a héjazáródások kérdésének tisztásához.



4. ábra. A stabilitási völgyhöz közeli ($N = Z$) és a neutron-instabilitásivonalhoz közeli ($N = 2Z$) atommagok Fermi-nívóhoz közeli egyrészecske-állapotainak energiája.

Arra vonatkozóan, hogy a hiányzó héjzáródási effektusokat mégiscsak az egyrészecske-állapotok energiájának jelentős változása okozza, az első jelet az $N = 18$ magok vizsgálata szolgáltatta. A ^{29}Na -ban, a ^{28}Ne -ban és a ^{27}F -ban az első néhány gerjesztett állapot energiája a neutrontöbbséggel egyre nagyobb mértékben tér el a gyengén változó héjközzel dolgozó modellek jóslatától, ami megkérdőjelezi ezen modelleknek a héjköz nagyságára vonatkozó feltételezését. A neutrongazdag $N = 17$ magok vizsgálata még tisztább bizonyítékot adott. Az ATOMKI kutatói a 17 neutronot tartalmazó sd -héjú ^{27}Ne és ^{26}F atommagokban az fp -héjból belógó alacsony energiás állapotokat mutattak ki. Ezek az eredmények csak az $N = 20$ héjköz jelentős csökkenésével értelmezhetők: A ^{27}Ne magra vonatkozó kísérleti adataik héjmodell analízise szerint az $N = 20$ héjköz körülbelül 3 MeV-re csökken $Z = 10$ -nél. A ^{230}O transzfer reakció vizsgálatával közvetlenül meg tudták határozni az egyrészecske-energiákat, így modellfüggetlen módon megmutatták, hogy $Z = 8$ -nál az $N = 20$ héjközt adó $d_{3/2} - p_{3/2}$ egyrészecskeenergia-különbség csak $\sim 1,8$ MeV, azaz a héjzáródás teljesen megszűnik. Ez azt jelenti, hogy a Riken-ATOMKI együttműködés eredményeként elsőként az $N = 20$ tartományra sikerült bizonyítani, hogy a megszűnő héjzáródások sokat vitatott koncepciója helyes. Az $N = 20$ héjzáródás megszűnését, a neutronegyrészecske-energiák változását a rendszám függvényében a 3. ábra mutatja be. A $Z = 20$ -nál még 7 MeV erősgű héjzáródás a várt ~ 2 MeV-es csökkenés helyett 5,5 MeV-vel csökken!

Míg az $N = 20$ héjzáródás eltűnt, az $N = 16$ megerősödött. A 3. ábrán a neutron $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ és $d_{3/2}$ egyrészecske-energiák változása látható az sd héjmodellszámolás alapján. A neutrongazdag $^{21-23}\text{O}$ atommagok spektroszkópiai vizsgálatával megmutatták, hogy az oxigénizotópokban $N = 14$ -nél keletkező alhéjzáródás erős, az $N = 16$ -nál keletkező pedig még erősebb, 5,6 MeV-es. Érdekes, hogy a protonszám további csökkenésével a ^{20}C -ben az $N = 14$ alhéjzáródás is megszűnik.

A kísérletek egyértelműen bizonyítják, hogy a neutronegyrészecske-energiák olyan erősen változnak a neutron-, illetve protonszám változásával, hogy a stabilitási sáv közelében megszokott mágikus számok eltűnnek, és helyettük újak keletkeznek, mire a neutron-instabilitásivonal közelébe érünk. Az $N = 2Z$ vonal közelében megszűnik az $N = 20$ héjzáródás, és helyette keletkezik az $N = 16$. Az ^{24}O -nél az $N = 16$ héjzáródás erőssége 5,6 MeV, az $N = 20$ héjköz pedig 1,8 MeV-re csökken. Az $N = 2Z$ vonal közelében ^{42}Si -nél kezd eltűnni az $N = 28$ héjzáródás, miközben a ^{52}Ca -ban kialakul egy alhéjzáródás $N = 32$ -nél. A legfrissebb transzfervizsgálatok szerint a neutron-instabilitásivonalon túl megszűnik az $N = 8$ héjzáródás is. A ^9He -ban az $s_{1/2}$ és a $p_{1/2}$ állapotok helyet cserélnek. Az $N = 8$ héjzáródás helyett létrejön az $N = 6$ héjzáródás a ^8He -ban, amelynek az erőssége 4,2 MeV.

Mindennek alapján tudunk adni egy sematikus képet arról, hogy hogyan változnak az egyrészecske-energiák, amint a neutron-instabilitásivonalhoz közeledünk. A változást a 4. ábra szemlélteti. Az $N = 8 \rightarrow 6$ átrendeződés azt jelenti, hogy a neutron $p_{1/2}$ állapot felkerül az sd héjba, míg az $N = 20 \rightarrow 16$ átrendeződés következtében a $d_{3/2}$ állapot az sd héjból felcsúszik az $f_{7/2}$ állapot mellé az fp oszcillátor héjba. Az $N = 28 \rightarrow 32$ átrendeződés pedig azt mutatja, hogy a $p_{3/2}$ állapot is lecsúszik az fp főhéjból az $f_{7/2}$ állapot mellé.

Összevetve a héjzáródások helyét a stabilitási vonal ($N = Z$) és a neutron-instabilitásivonal ($N = 2Z$) közelében rögtön látszik az alapvető különbség: a héjközök csökkenése azt jelenti, hogy az egyes oszcillátorhéjak energiában közelebb kerülnek, azaz a valencianeutronok egy sekély potenciálvölgyet éreznek, ami összefüggésben van alacsony kötési energiájukkal. Egészen a neutron-instabilitásivonal mentén a kis pályamomentumú állapotok közelebb kerültek a nagy momentumú állapotokhoz (s a d -hez és p az f -hez), sőt még alájuk is süllyednek, ami módosított oszcillátorpotenciál-átlagteret használva az ll kölcsönhatás előjelének a megváltozását, a potenciál diffúziójának növekedését jelenti. Emellett kicsit megnő a spin-pálya felhasadás mértéke is. Az új mágikus számok a spin-pálya felhasadás mentén alakulnak ki. Az $N = 6$ $p_{3/2} - p_{1/2}$ felhasadásnak felel meg, az $N = 16$ a $d_{5/2} - d_{3/2}$ felhasadásnak és az $N = 32$ a $p_{3/2} - p_{1/2}$ felhasadás miatt jön létre.

A rikenai gyorsítókomplexum tervének elkészítésekor a projekt vezetője, I. Tanihata azt hangsúlyozta, hogy a radioaktív nyalábokra épülő magfizikától olyan eredményeket várhatunk, amelyek alapján át kell írni a magfizikakönyveket. Arról az alaptételről, mely szerint a mag sugara a tömegszám köbgyökével arányos már kiderült, hogy nem érvényes a neutron-instabilitásivonal közelében. Részben a mi eredményeinknek köszönhetően a mágikus számok eltolódása is bizonyítottnak tekinthető. További váratlan jelenségeket lehet megfigyelni az erősen neutrongazdag atommagokban, mint például a valencianeutronoknak a törzsről való lecsatolódása, vagy a neutron-neutron effektív kölcsönhatás gyengülése. Tanihata jóslata kezd beigazolódni.

KÖVESLIGETHY RADÓ ÉS A TESTEK HŐMÉRSÉKLETI SUGÁRZÁSA – EGY TUDOMÁNYTÖRTÉNETI ÉRDEKESSÉG

Slíz Judit, Rajnai Renáta
ELTE, TTK

Max Planck még el sem kezdett a feketetest-sugárzással foglalkozni, amikor 1885. október 19-én a Magyar Tudományos Akadémia osztályülésén *Konkoly Miklós* miniszteri tanácsos felolvasta *Kövesligethy Radó*nak a *Folytonos spektrumok elmélete* című dolgozatát.

A dolgozatban Kövesligethy – 15 évvel a fény kvantum természetének felfedezése előtt – egy olyan képlet levezetését mutatta be a hőmérsékleti sugárzásra, amely – a forró csillagokat kivéve – mind a mai napig jobban közelíti a csillagok intenzitásának hullámhosszfüggését, mint a Planck-képlet.

Planck 1900. október 19-én, pontosan 15 évvel Kövesligethy dolgozatának felolvasása után, a Berlini Fizikai Társaság ülésén terjesztette elő a feketetest-sugárzásra vonatkozó híres képletét.

Wien, *Rayleigh*, *Jeans* és Planck vajon tudtak-e Kövesligethy eredményeiről? Nem valószínű, mert amikor saját eredményeikkel előrukkoltak, Kövesligethy nevét sehol sem említik, és ekkor ő már rég nem csillagászzal és hőmérsékleti sugárzással, hanem szeizmológiával foglalkozott.

Ki is volt Kövesligethy Radó?

1862-ben született az akkor osztrák fennhatóság alatt álló Veronában. Feltételezhetően gyermekkorának egy részét Augsburgban töltötte, azt viszont pontosan tudjuk, hogy elemi iskoláit Bajorországban, gimnáziumi tanulmányait Pozsonyban végezte.

19 évesen a bécsi egyetemre jelentkezett, ahol elméleti fizikát, csillagászatot és asztrofizikát tanult. Ekkor már 21 idegen nyelvű cikke volt. Talán mozgalmassá gyerekkorának, valamint jó eszének és eleven érdeklődésének tudható be, hogy egyformán jól beszélt magyarul, olaszul, franciául, angolul és németül, de a latin és a görög nyelvet is ismerte.

1882-től a bécsi csillagvizsgáló segédje, 1882-től 1887-ig pedig Konkoly Thege Miklós ógyallai magán-obszervatóriumában dolgozott. 1888 őszétől *Eötvös Loránd* tanársegédje Pesten. 1893. augusztus 6-án nyilvános rendkívüli tanári címet kapott. Főleg színképelemzéssel foglalkozott, az ógyallai színképkatalógus adatainak nagy része tőle származik. Doktori értekezésében megkísérelte a sugárzó test hőmérsékletének és a folytonos színkép hullámhossz szerinti fényességeloszlásának összefüggését kimutatni (1884). Utóbb ezt az elméletét továbbfejlesztve megkísérelte a csillagok hőmérsékletének meghatározását

A szerzők csillagász hallgatók.

(1890), és a világon először kapott reális értékeket a hideg csillagok felszíni hőmérsékletére.

1886-tól a kiskartali Podmaniczky-féle magán-csillagvizsgáló felügyelője. A nyírmadai Dégenfeld-kastély udvarán fedezte fel *Podmaniczky*né *Dégenfeld-Schomburg Bertával* az első ismert extragalaktikus szupernóvát (S Andromedae, 1885. augusztus 22., 1. ábra).

1888-tól a Tudományegyetem kísérleti fizikai intézetének asszisztense, 1889-ben a kozmográfia és a geofizika magántanára, 1897-től a kozmográfia rendkívüli tanára, majd az intézet vezetője. A hazai csillagászati oktatást nemzetközi színvonalra emelte.

Érdeklődését a százhuszezer áldozatot követelő 1908-as messinai földrengés véglegesen – *Kosztolányi* szavaival – a „vak csillag”, azaz a Föld felé fordította. Eljárásokon törte a fejét, hogyan lehetne előrejelzéssel megakadályozni ezeket a nagy katasztrófákat. Egyre többet foglalkozott szeizmológiával, kidolgozta a földrengéserősség számszerű, egzakt definiálási skáláját, majd először adott matematikai módszert a földrengések félszekmélységének kiszámítására. 1904-től a Nemzetközi Földrengési Szövetség állandó tagja. 1906-ban megalapította Budapesten a Magyar Földrengés Számláló Intézetet és az egyetemi Földrengési Obszervatóriumot, amelynek haláláig igazgatója volt.

Nagy nyelvismerete révén széles körű nemzetközi kapcsolatokat épített ki, és a tudományos ismeretterjesztést is magas színvonalon művelte. Sokoldalú, színes egyéniség volt, szívesen foglalkozott szépirodalommal is. Ódákat írt görögül, és egy színdarabja is fennmaradt *Szférák zenéje* címmel.

1934-ben halt meg Budapesten.

1. ábra. Az Androméda-köd, melynek közepén található az S Andromedae, az első ismert extragalaktikus szupernóva.



A Kövesligethy-képlet és összehasonlítása a Planck-formulával

Kövesligethy tisztán termodinamikai úton jutott eredményéhez – hasonlóan, mint Wien, Rayleigh és Jeans –, de az ő képlete minden hullámhosszon jó közelítést ad.

A fény kvantumozásáról még semmit sem tudván megállapítja, hogy a testek sugárzásának intenzitása arányos a test rezgő anyagi részecskéinek mozgási energiájával, melyet átadnak az éterrészecskéknél, a fény pedig az így megrezgetett éterrészecskékből a rezgés terjedése.

Ebből kiindulva levezetett egy képletet a sugárzó testek intenzitásának hullámhosszfüggésére, amelyet a Napra kalibrálva kipróbált, és amelyről később kiderült, hogy a korai típusú (O és B) csillagokat kivéve jobb közelítést ad, mint a Planck-képlet.

A képlet részletes levezetése megtalálható a Magyar Tudományos Akadémiának az *Értekezések a matematikai tudományok köréből* című kiadványa 12. kötetében, amely Budapesten jelent meg 1886-ban.

És most lássuk a Kövesligethy-féle képletet és összehasonlítását a Planck-féle képlettel különféle spektráltípusú csillagokra. A csillagszínképeket a <http://zebu.uoregon.edu/spectrar.html> internetes oldalról töltöttük le. Hat fősorozati csillagot választottunk ki, minden színképtípusból egyet-egyét¹. A képleteket a spektrumok kontinuumának közelítésére használtuk. Az eredmények a következők:

Kövesligethy képlete

$$I(\lambda) = \Lambda \mu \frac{\lambda^2}{(\lambda^2 + \mu^2)^2} + k_1,$$

λ a hullámhossz, Λ konstans, μ a maximális intenzitás hullámhossza és k_1 az intenzitás skálájától függő konstans.

Planck képlete

$$I(\lambda) = k_2 \frac{2 h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT}} - 1} + k_3,$$

λ a hullámhossz, k_2 , k_3 az intenzitás skálájától függő konstansok, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ m²kg/s, $c = 3 \cdot 10^8$ m/s (Planck-állandó), $k = 1,3806505 \cdot 10^{-23}$ m²kg/s²K (Boltzmann-állandó) és T a felületi hőmérséklet.

¹ Az oldalon David R. Silva: *A new Library of Stellar Optical Spectra* című cikkében közölt csillagspektrumok találhatóak. A cikk *The Astrophysical Journal Supplement Series* folyóirat 81. kötetének 865–881. oldalán jelent meg 1992 augusztusában.

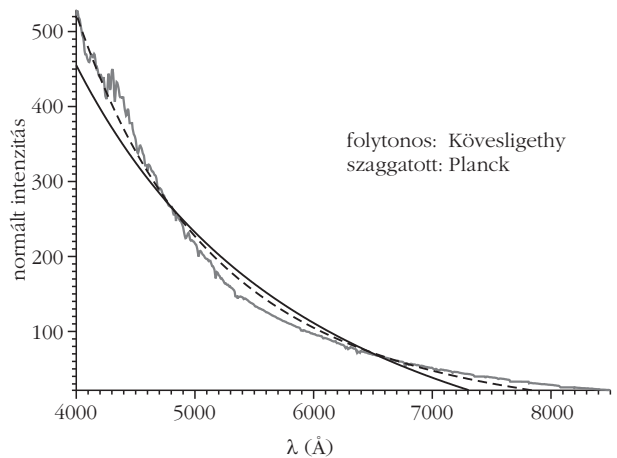
1. táblázat						
Kövesligethy-féle közelítés						
színképosztály	O5V	B6V	A5-7V	F6-7V	G1-2V	K4V
λ (J/s)	$1,254 \cdot 10^{10}$	$35 \cdot 10^8$	10^8	$2,357 \cdot 10^6$	$2,937 \cdot 10^6$	$8,1 \cdot 10^6$
μ (Å)	0,79	1,5	36,0	3567,0	4307,0	6455,0
k_1	-164,09	-68,0	233,0	-39,62	-62,43	-207,0
szórásnégyzet	735,269	79,953	2,085	5,376	7,754	9,176

2. táblázat						
Planck-féle közelítés						
színképosztály	O5V	B6V	A5-7V	F6-7V	G1-2V	K4V
T_{eff} (K)	33880	26723	10555	8100	7348	4567
k_3	-28,79	0	-69,0	18,44	25,9	-37,0
k_2	0,089	7,0	50,0	0,847	1,0	1764,0
szórásnégyzet	159,024	13,389	9,484	21,668	17,562	12,944

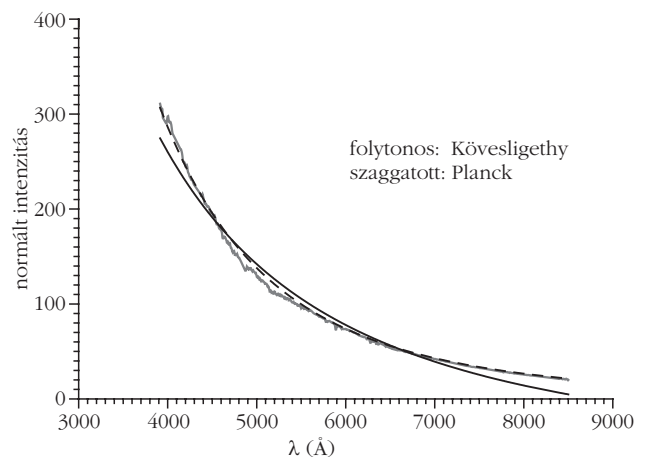
A Kövesligethy-képlet a maximális intenzitás helyét adja meg közvetlenül, míg Planck képlete a csillag hőmérsékletét. Mindkettő csak közelítés.

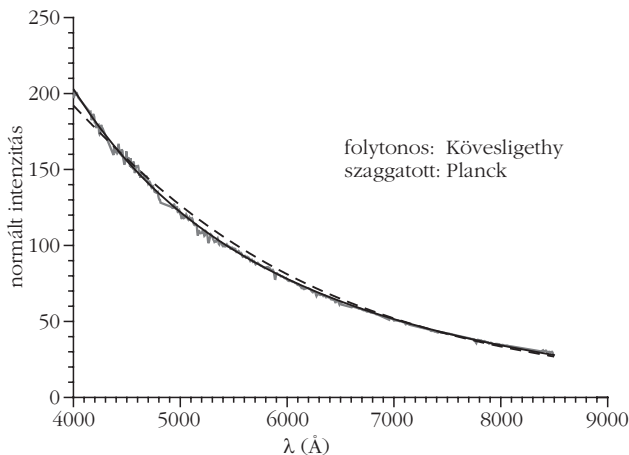
Mind ezt az 1–2. táblázatokban és 2–7. ábrákon mutatjuk be.

2. ábra. O5V csillagspektrum közelítései

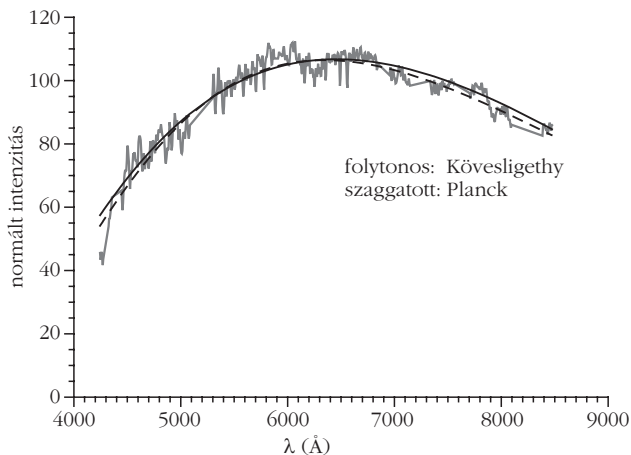


3. ábra. B6V csillagspektrum közelítései

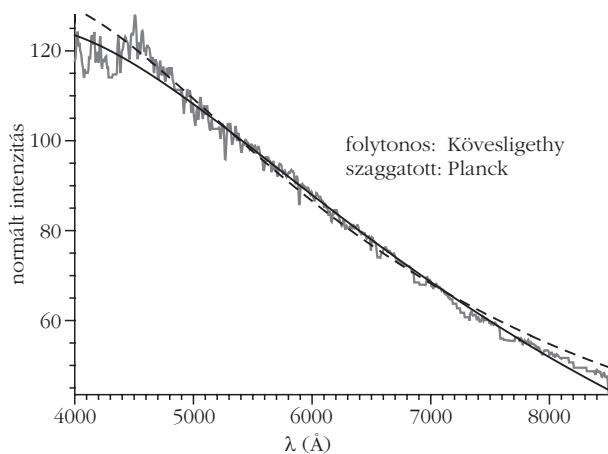




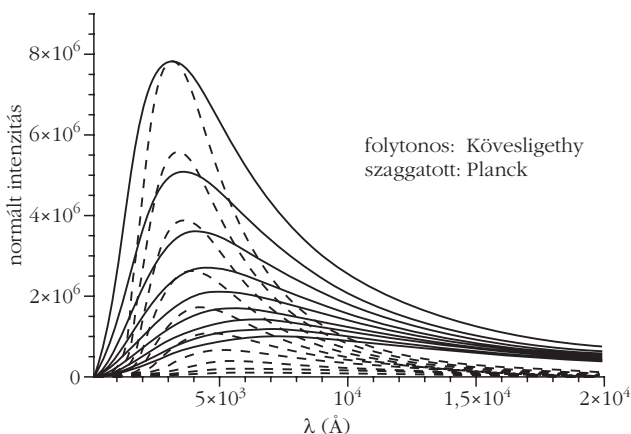
4. ábra. A5-7V csillagspektrum közelítései



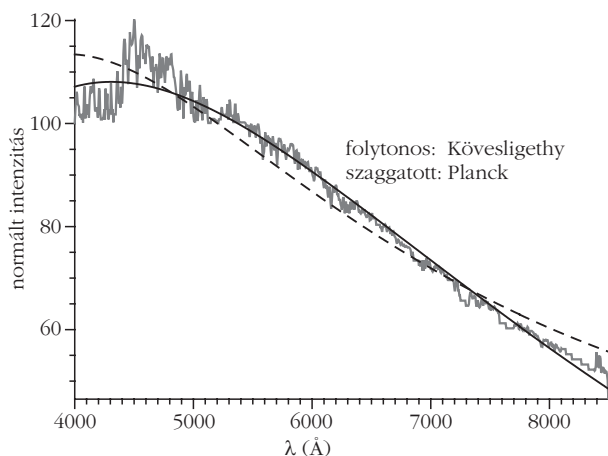
7. ábra. K4V csillagspektrum közelítései



5. ábra. F6V csillagspektrum közelítései



8. ábra. Kövesligethy- és Planck-sorozat



6. ábra. G1-2V csillagspektrum közelítései

3. táblázat

A Kövesligethy- és Planck-féle képlettel számolt intenzitásmaximum-helyek

csillagtípus	T(K)	λ_{\max} (Å)		eltérés (%)
		Planck	Kövesligethy	
F6-7V	8100	3576	3567	0,25
G1-2V	7348	3942	4307	9,26
K4V	4567	6343	6455	1,77

Kövesligethy zseniális képlete az intenzitás maximumának eltolódási törvényét is magában foglalja. Ez jól látható a 8. ábrán.

Ha összehasonlítjuk a Planck-függvényből a Wien-féle összefüggés alapján a maximális intenzitáshoz tartozó hullámhosszakat a Kövesligethy-képletből származókkal, érdekes dolgot tapasztalunk az F6-7V, G1-2V és K4V típusú csillagok esetén (3. táblázat).

A táblázatból jól látható, hogy az F6-7V és a K4V típusú csillag esetében alig van eltérés (0,25%, 1,77%) a maximális intenzitáshoz tartozó hullámhosszak között a kétféle közelítésben. Tehát az 1886-ban közzétett Kövesligethy-féle képlet a csillagspektrumok maximumhelyeinek megtalálására is kiválóan alkalmas.

Az eredmények elemzése

A forróbb (O5V, B6V) csillagokat kivéve mindenütt jobb a kontinuum közelítésére Kövesligethy egyszerűen kezelhető képlete, így akár ma is lehet használni erre a célra. Megjegyezzük, hogy az O5V típusú csillagnál a Planck-görbe sem ad túl jó közelítést. Mint ahogy az ábrákon és a táblázatokból is látszik, az A5-7V típusú csillagnál a legjobb a közelítés mind Planck, mind Kövesligethy képletével.

LIFTEREK ÉS A BIEFELD–BROWN-EFFEKTUS

Szabó Levente
Ciszterci Rend Nagy Lajos Gimnáziuma
és Kollégiuma, Pécs

Az elmúlt években egyre több fórumon, honlapon és magazinban lehetett találkozni egy rendkívül érdekes fizikai hatás, valamint egy azt felhasználó eszköz leírásával. A jelenségre Biefeld–Brown-effektusként hívtak, az eszközt pedig lifternek nevezték az említett írások szerzői. A jelenség lényege abban áll, hogy ha egy aszimmetrikus kondenzátorra – melynek elektródjai mind méreteiket, mind pedig geometriájukat tekintve nagymértékben eltérnek egymástól – nagy egyenfeszültséget (kb. 30 kV) kapcsolunk, a szerkezet felemelkedik a levegőbe, illetve nagy gyorsulással elindul a kisebbik elektród irányába.

Fontos hangsúlyozni, hogy a kondenzátor részei – felépítéséből adódóan – egymáshoz képest nem mozdulhatnak el, és ez igaz az elektródokra is, vagyis a hatás nem magyarázható a közöttük ható Coulomb-erővel. A lifterekről készült felvételeken általában az látható, hogy a feszültség alá helyezést követően az eszköz azonnal a levegőbe szökken, s ott is marad abban a magasságban, ameddig az őt földhöz rögzítő cérnaszálak emelkedni engedik. Több kérdés is felöllyk ilyenkor az emberben. Például:

- Valóban működnek, valóban működhetnek ezek az eszközök?
- Ha működnek, vajon mi a fizikai hátterük?
- Egyáltalán, ki, hol és mikor fedezte fel ezt a hatást? Ezekről és még néhány más kérdéstről szól ez a cikk.

A lifter rövid története

Magát a jelenséget *Thomas Townsend Brown* fedezte fel az 1920-as években, amikor – laboratóriumi aszisztensként – együtt dolgozott *Paul Alfred Biefeld* professzorral Ohióban, a Granville-i Denison Egyetem fizikai intézetében [1]. A 20-as és 50-es évek között eltelt idő folyamán ugyan számos szabadalmat nyújtott be a témában [2–5], s rendkívül lelkesen dolgozott, mégsem sikerült elérnie szerkezeteinél oly mértékű hatékonyságot, hogy azok ne csak önsúlyukat, de az energiaforrásukat is képesek legyenek felemelni. Maradt hát a „drótos” megoldás, vagyis a levegőben lebegő lifter a földön nyugvó tápegységtől kapta az energiát két vékony fémszálon keresztül. A téma angol nyelvű irodalma szerint kísérletei során Brown sajnos nem volt elég körültekintő [6], ugyanis, kissé elhamarkodottan, az általa felfedezett jelenség minden – a korabeli fizika által ismert – lehetséges okának kizárása nélkül vont le ama – valószínűleg téves – következtetést, hogy új, ismeretlen természeti törvényen alapuló jelenséget fedezett fel, mely összekapcsolja az elektromágneses hatásokat a gravitációval. Ezt az állítását többször megismételte a későbbiek során, midőn élete nagy részét azzal töltötte, hogy pró-

bálta meggyőzni a különböző kutatóintézeteket (például az USA haditengerészetének kutatóit is) arról, hogy az általa alkotott eszközökből a gyakorlat számára is használható gépek fejleszthetők ki.

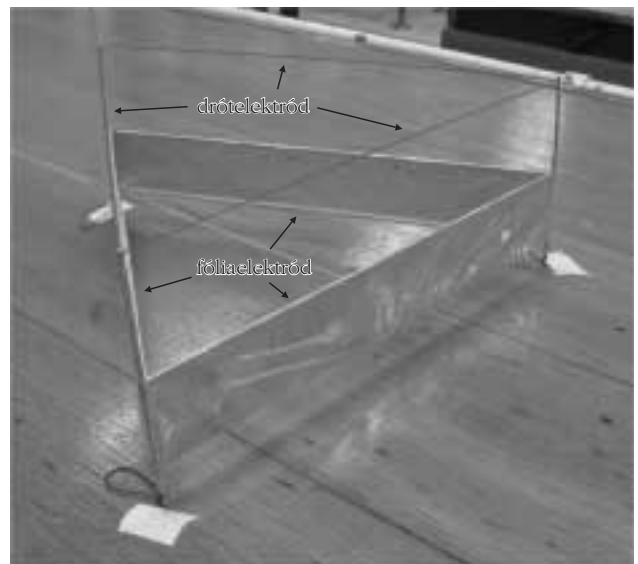
Egy másik kísérletező, *Alexander P. de Seversky*, nagyjából Brownnal egyidőben, hasonló hatásokat produkáló, bár teljesen más alakú eszközöket tesztelt, melyekről cikk is megjelent a *Popular Mechanics* 1964. augusztusi számában [7]. Mivel több – Seversky eszközeivel kapcsolatos – publikáció nem született, számos olyan spekuláció látott napvilágot, mely szerint a kormány „lecsapott”, s áttette a kutatást egy szupertitkos „feketeprojektbe”. A magyarázat valószínűleg sokkal prózaibb. Mivel szerkezetei feltehetően ugyanazon elv alapján működtek, mint Brown eszközei, amelyeket Brownt is gátolták a hatások javításában, neki sem sikerült továbbvinni az alapeffektust a gyakorlati alkalmazás felé. (Ez persze még nem jelenti azt, hogy az eleve lehetetlen.)

A mai napig is folyamatosan tűnnek fel hasonló működésű eszközt leíró szabadalmak, melyek közt még a NASA-nál dolgozó kutatók által benyújtott is található [8], s melyek, nagy valószínűséggel, így vagy úgy, de mind a Biefeld–Brown-effektust hasznosítják.

Egy átlagos lifter felépítése

Amint az az *1. ábrán* is látható, a lifter váza fából készült (a legjobb a könnyű balsafa), amelynek alapját két darab, párhuzamos síkokban fekvő, szabályos háromszög alakú fakeret adja. A kereteket három, sík-

1. ábra. A lifter felépítése





2. ábra. A lifter repülés közben

jukra merőleges, csúcsaikon átmenő, síkjaik távolságánál hosszabb, rajtuk mindkét irányban túlnyúló pálcák tartja össze. Az így összeállított váz tartalmaz egy háromszög alapú hasábot, melynek palástját alufóliával burkoljuk, ügyelve rá, hogy az a hasáb egyik alapjának élére rákulcsolódjon, s ily módon mintegy önmagába záródjon. A pálcáknak a fólia lezárt része felőli végére vékony drótot rögzítünk (kb. 0,05 mm sugarút) úgy, hogy az a hasáb alapjára merőleges nézetben fedésben legyen annak élével, s már készen is van a lifterünk. Az alufólia az egyik elektród (továbbiakban fóliaelektród), a vékony drót pedig a másik (továbbiakban drótelektród).

Valóban működik?

A válasz igen, valóban működik (2. ábra). A lifterrel kapcsolatos, interneten található médiaanyagokkal való első találkozásaim során felmerült bennem a gondolat, hogy csalással van dolgom, és egészen egyszerűen csak a hozzá tartozó nagyfeszültségű tápegységet akarják eladni a felvételek készítői. Gyanúm csak fokozódott, midőn a világhálón való barangolásom során egyre-másra antigravitációt és más, egzotikusabbnál egzotikusabb hatást emlegettek a jelenség okozójaként, ám ezen vélelmeket alátámasztó bizonyítékokat már nem vonultattak fel [9]. Volt ugyan néhány rendkívül naiv és tudományosan teljesen megalapozatlan próbálkozás, ám ezekből csak az világított ki, hogy alkotóikat a fizika mélyenszántó ismeretének hiánya nem korlátozza a véleményalkotásban. Végül – megvizsgálendő a dolgot – az egyetlen, általam helyesnek vélt utat követve, a múlt esztendő nyarán magam is építettem egy liftert, mely körülbelül 2 óras munka árán el is készült. A tápegységhez már jóval több idő kellett, no meg segítség is. Nem repült. A második a (szintén második) tápegységre kapcsolva elégett. A harmadik összerőt. A negyedik meg sem moccant. Kísérleteim so-

rán végül rájöttem néhány fontos, a lifter készítésekor mindenképp szem előtt tartandó dologra, melyek a következők:

1. A fóliaelektród drótelektród felőli részét vissza kell hajtani a vázra úgy, hogy az lehetőleg körbeérve a fapálcát, mintegy önmagába záródjon.

2. Minél vékonyabb drótelektródot kell használni.

3. Az optimális elektródtáv az átütési távolság 1,5–2-szerese.

4. Jó, ha a fóliaelektród nem tartalmaz éleket.

5. Hasznos, ha vannak a lifternek lábai, melyek néhány cm-rel a föld fölött tartják a fólia alsó végét, illetve a szerkezet háromszög alapú hasáb részét, különben nehezen rugaszkodik el. Valószínűleg áramlástan okokra vezethető vissza ez a tapasztalat.

6. Kiderült, hogy nincs szükség a fóliaelektród szoknyaszerűen lelógó részére, a lifter nélküle, hengerpalást alakú fóliaelektróddal is éppoly jól működik. A jelenség kulcsa – mint azt a későbbiekben kifejtem majd – épp az elektródok geometriai aszimmetriájában, azon belül is sugaruk kellő mértékű különbségében rejlik.

7. A tolóerő létének szempontjából közömbös, hogy a szerkezet geometriája zárt-e, vagy sem, mivel az egyoldalú lifternél is tapasztaljuk annak megjelenését. A zárt geometriát leginkább az eszköz stabilitása indokolja.

Fentiek fizikai okaira a működési alapelv leírása során derül majd fény. Az átalakítások utáni „röptetés” fényesen sikerült! Tényleg működött! Csendben repült, mozgó alkatrészek nélkül, csak elektromos energiát használva. A munka java azonban csak ezután következett. Mindenképpen ki akartam deríteni, mi hajtja a liftert.

A működés alapelve

Már kezdetben feltűnt, hogy a lifter működés közben erős légmozgást generál, mely a gyorsulásához képest ellentett értelmű. Kézenfekvő volt tehát a feltevés, hogy ez az önmaga által keltett szél hajtja, összhangban a hatás-ellenhatás newtoni törvényével, mint ahogy az is, hogy a légmozgás létrejötte valamilyen módon az elektromos széllel kapcsolatos. Mindazonáltal zavarba ejtő volt a megfigyelés, hogy a kondenzátorra kapcsolt pólusok felcserélése után, az áramlás – s vele együtt a gyorsulás – értelme változatlan maradt. Ez a tapasztalat látszólag (!) ellentmondott az elektromos szél teóriájának. A kondenzátorra ható erő mindig a drótelektród felé mutatott, függetlenül a polaritástól és az eszköz térbeli helyzetétől. Fontos ez a tapasztalat, mert belőle azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a jelentkező erő nem függ a Föld gravitációs terétől. Ezt csupán azért említem meg, mert láttam olyan cikket melyben a szerző azt állította, hogy a lifter antigravitációs eszköz és olyat is, amelyben azt írták, hogy a Biefeld–Brown-effektus az elektromosság és a gravitáció közötti kölcsönhatás létének bizonyítéka [9] (Brown maga is ezen az állásponton volt). Vizs-

gáljuk meg, milyen folyamatok játszódnak le a lifter működése során! Első közelítésben alkossunk egy – a mai fizikai ismereteinken nyugvó – kvalitatív modellt, melyet a rajta alapuló számítási eredmények és a mért értékek összehasonlítása révén módunkban áll ellenőrizni.

Az elektromos szél, mint lehetséges magyarázat

Tegyük fel, hogy a liftert az általa létrehozott légáramlat reakcióereje hajtja. Ahhoz, hogy feltevésünket ellenőrizzük, mindenekelőtt meg kell becsülnünk ezen erő nagyságrendjét, s azt össze kell hasonlítanunk a tapasztalt hatással. A nagyságrendi becsléshez mindenképpen meg kell tudnunk, milyen kölcsönhatás során lép fel az erőhatás, hiszen csak az adott kölcsönhatásra érvényes erőtvény matematikai formájának alapján végezhetünk számszerű becslést. Esetünkben a légmozgás mögött nagy valószínűséggel az elektromos szél jelensége áll. Következésképp az elektromos szélben lejátszódó kölcsönhatásokat kell feltérképeznünk. Kezdjük azzal, hogy röviden összefoglaljuk a jelenség lényegét! Az elektromos szél okozója lehet a csúcshatás, melynek mechanizmusa a következő: a vezető élein és csúcsein, tehát a nagy görbületű helyeken nagyobb a felületi töltéssűrűség és a vele arányos térerősség is, mint kisebb görbületeknél, vagyis egy csúcs közelében nagy térerősségű mezőt tapasztalunk. Ennek hatására a környező gáz (levegő) egyes molekulái elektromos megosztás révén dipólusokká válnak, a csúcshoz mennek és a csúcscsal ellentétes előjelű töltésük semlegesítődik. Így a csúcs elektromos mezője a most már vele egyenmű töltött gázrészecskéket eltaszítja, légáram, úgynevezett „elektromos szél” keletkezik, mely a gyertya lángját elhajlítja, esetleg el is fújja. A szél másik oka az ütközési ionizáció során keletkező ionok árama is lehet, ám ennek kicsi a valószínűsége, ugyanis a lifter elektródjai által keltett mező még a legnagyobb térerősséggel bíró részein sem rendelkezik olyan nagy energiasűrűséggel, mely – tekintve a levegőt alkotó molekulák kötési és ionizációsenergia-értékeit, átlagos szabad úthosszát stb. – lehetővé tenné egy ion oly mértékű felgyorsítását, hogy a semleges molekulákkal való ütközés során ionizálja azokat. Térjünk hát vissza a csúcshatáshoz! A jelenség alapfeltétele a nagy görbület (kis görbületi sugár), melynek a lifter drótelektrodja tökéletesen megfelel, tehát biztosan megjelenik ott a hatás. Ha csak a drót volna magában, sugárirányban kifelé, minden irányban áramolnának az ionok, a vezetékre ható eredő erő így nulla lenne. A másik – ellentétes előjelű töltéssel rendelkező – elektród jelenléte viszont oly módon torzítja a mezőt, hogy a létrejött ionok felé igyekeznek. Ez sem elég azonban a tolóerő létrejöttéhez, hisz ha a másik elektród ugyanakkora és párhuzamos a dróttal, belátható, hogy a mindkét elektród környezetében lejátszódó ionizáció (mely mindig az ionizáló elektróddal azonos előjelű ionokat eredményez) és a szimmetrikus mező miatt a lifterre ható eredő erő ismét csak nulla lenne. Ha vi-

szont az elektródok közül az egyik jóval nagyobb sugarú és nincsenek élei sem, akkor az ő elektromos tere már nem ionizál. Arra elég, hogy a másik elektródon létrejött ionok felé áramoljanak, saját ionokat viszont már nem eredményez. Vegyük észre, hogy a lifter elektródjai épp ilyen felépítést valósítanak meg! Eme aszimmetria segítségével érhető el az ionok egyirányú áramlása, vagyis az, hogy a lifterre ható erők eredője különbözzön nullától és mindig a fóliaelektrodától a drótelektrod felé mutasson. A kérdés már csak az, hogy a fent vázolt modell alapján értelmezhető-e a tapasztalt hatás? Ezt megválaszolandó becsüljük meg a folyamatból származtatható reakcióerő nagyságát! A képződött ionokra a lifter – saját elektromos tere által – erőt fejt ki, emiatt azok impulzusa megváltozik, és az impulzusmegmaradás törvényének értelmében a lifter is ugyanakkora impulzusváltozást szenved el, ezáltal a gyorsított ionokkal ellentett, de velük megegyező nagyságú impulzusra tesz szert. Az ionok – midőn becsapódnak a fóliaelektrodba – visszaadják ugyan az „elvit” impulzust a lifternek, ez azonban csak annyit jelent, hogy a szerkezet megáll ott, ahová már addig eljutott, nem pedig azt, hogy el sem indul. (Ami nem indul el belső erők hatására, az a zárt rendszer tömegközéppontja. A lifter viszont önmagában nem alkot zárt rendszert, csak a feszültségforrással [az erőművet is beleértve] és a töltéshordozókkal együtt. Mindezt egybe véve is csak akkor, ha az ionok akadálytalanul utazhatnak a két elektród között.) Tehát a gyorsított ion átértével leállna a hatás, viszont itt ionok folyamatos áramlásáról van szó, vagyis a hatás is folyamatos. Esetünkben, a fellépő erő felső határát úgy kaphatjuk meg, ha arra a pillanatra végezzük a számítást, amikor az ionáram még épp nem érte el a fóliaelektrodot, vagyis még figyelmen kívül hagyható az ionok által a lifternek „visszaadott” impulzus. Mindenekelőtt ki kell számolnunk, mennyi ion lesz az elektródok között ebben a pillanatban, hiszen feltételezésünk szerint a lifter által rájuk kifejtett erő reakcióereje hajtja a szerkezetet. A számításokból (melynek részletes levezetésétől itt eltekintünk) nyert reakcióerő értéke:

$$F = 4,1829 \cdot 10^{-5} \text{ N.}$$

Egy átlagos lifter súlya 0,1 N, a kapott erő értéke ennél négy nagyságrenddel kisebb! S jóllehet a fentebbi értéket eredményező számolás tartalmazott egyszerűsítő feltevéseket, mégsem valószínű, hogy azok négy nagyságrenddel elcsúsztották volna a végeredményt. Bizonyosnak tűnik tehát, hogy nem a feltételezett mechanizmus áll a működés hátterében. De akkor vajon milyen kölcsönhatásból származik a szerkezetet emelő erő?

A „légből kapott” megoldás

Mire a fejezet végére érünk, teljesen világos lesz, miért ez a bolondos cím. Noha az ionok áramlására alapozott modelltől számított erő mértéke messze elmaradt a tapasztalt hatástól, nem vallana túlzott bölcses-

ségre, ha kellően alapos vizsgálat nélkül máris elvettünk modellünket. A kisebb egyszerűsítések mellett ugyanis elhanyagoltunk egy nagyon fontos dolgot: a folyamat *levegőben* zajlik! Ennek azért van nagy jelentősége, mert túl azon, hogy „van mit” ionizálni a drótelektrod közelében, a kiröppenő ionokat meggátolja abban, hogy az erővonalak mentén „zökkenőmentesen” a fóliára érjenek. Nézzük, min változtat a semleges levegő jelenléte! Az ionizáció után az ionok megindulnak a fóliaelektrod felé. Lefelé tartó útjuk során minduntalan semleges levegőmolekulákkal ütköznek. Ionizálni ugyan nem tudják azokat, de impulzust mindenképpen adnak át nekik. Gyorsulnak és ütköznek újra és újra, amíg le nem érnek a fóliaelektrodra. Miért fontos ez a levegőnek átadott impulzus? Azért, mert az – mivel a levegő mintegy elvezeti – már nem adódik át (vissza) a lifternek. Legalábbis nem teljesen. Más szóval nagyobb lökést kap a drótelektrod irányába, mint az ellenkezőbe. Az így kapott impulzus nagysága bizonyosan megegyezik az általa keltett szél lefelé mutató impulzusának nagyságával, csak azzal ellentétben értelmű. Értelmezhető a dolog úgy is, hogy változatlan mértékű ionkibocsátás mellett az ionok sokkal lassabban érik el a fóliaelektrodot, ennél fogva fölhalmozódnak az elektrodok közötti térben. Az így kialakult nagyobb töltéssűrűség hatásaként a lifterre is nagyobb erő hat.

Becsüljük meg a vázolt modell alapján, mekkora a belőle várható emelőerő! Első közelítésben számítsuk ki ezen erő felső határát, amikor az első ion még épp nem ért le a fóliaelektrodhoz! Ehhez tudnunk kell azt, hogy mennyi idő alatt jut át úgy, hogy közben folyamatosan ütközik a semleges levegőmolekulákkal. Ebből és az áramerősség értékéből kiszámítható, mennyi ion tartózkodik az elektrodok között, s így már az emelőerő értéke is viszonylag egyszerűen megbecsülhető. Egyszerűsítés gyanánt tegyük fel, hogy az ion – minden átlagos szabad úthossz megtétele után – tökéletesen rugalmasan ütközik egy vele azonos tömegű, semleges részecskével, az ütközések nem térítik le az elektrodok közötti legrövidebb trajektóriáról, valamint gyorsuló mozgása nem változtatja meg az átlagos szabad úthossz nagyságát! Az ionok egymásra hatásával sem foglalkozunk, figyelembe vesszük viszont – ahogy azt már az előző számítás során is tettük –, hogy az ionok helyfüggő gyorsulással bírnak. A számítás elvégzése után (melynek részletes levezetésétől – a másik számoláshoz hasonlóan – szintén elekinünk) az emelőerő értékére

$$F \cong 1,01 \text{ N}$$

adódik, mely érték nagyon jól egyezik a megfigyeléssel, ugyanis egy átlagos, 0,1 N súlyú lifter igen nagy gyorsulással indul el függőlegesen fölfelé. Emlékezzünk arra is, hogy a kapott erőérték egy erősen leegyszerűsített modellen alapuló számítás végeredménye! Összességében tehát elmondható, hogy a lifter működése nagy valószínűséggel a fentebb leírt mechanizmussal magyarázható, hiszen az abból számítható értékek jól egyeznek a mérések útján kapottakkal.

Ellenérvek

A vázolt elmélettel szemben általában hangoztatott ellenérv az, hogy a szerkezet a pólusok felcserélése után is repképes marad, márpedig az elektromos szél irányának ilyenkor meg kell változnia, az biztosan nem hajthatja a liftert, magyarázatként marad csak az antigravitáció.

Egyfelől, ha így is lenne, mármint ha változna az áramlási irány, vagyis elvethetnénk az elméletünket, nem értem miért bizonyítaná ez automatikusan az antigravitációs magyarázat helyességét. Másfelől az áramlási irány nem változik meg, ugyanis a két elektrod közül csak a drótelektrod ionizál, s mindig olyan előjelű ionok képződnek, melyek a fóliaelektrod felé egyeznek.

Láttam olyan kísérletet is, melyben – cáfolandó az elektromos szélről szóló elméletet – egy kártyalapot tettek a két elektrod közé, s a lifter továbbra is lebegett. Nem nagyon volt más választása, hiszen az elektromos szél emelőhatását teljesen csak úgy küszöbölhetjük ki, ha *nagyfelületű* lapot *ragasztunk* az alsó elektrodra vízszintes helyzetben, így befogva a teljes lefelé jövő áramlat impulzusát, s át(vissza)adva azt a *szerkezetnek* (nem pedig a lapot tartó kéznek!).

Nem szándékozom minden nyilvánvaló vagy nehezebben fülöncsíphető – remélhetőleg jóhiszemű – tévedést külön-külön kielemezni, de amikor oly módon szándékozzák bemutatni a lifter vákuumbeli „repkéességét”, hogy a drótelektrodot vákuumba helyezik ugyan (de csak azt!) és megszüntetvén az elektrodok egymás felé való mozgásának akadályát mintegy „felugratják” hozzá a fóliarészt a Coulomb-erő segítségével [10], bizony az ember nem tudja, hogyan reagáljon. Ilyen hiba vagy tudásbeli hiányszágokat takar, vagy nem kis mértékű rosszhiszeműséget.

Az effektus lehetséges gyakorlati alkalmazásai

A Biefeld–Brown-effektus egyik alkalmazása a járműmeghajtás lehet. Erre jelenlegi hatékonyságát tekintve alkalmatlan. Következésképpen a legkézenfekvőbb kérdés: hogyan növelhető a meghajtás határfoka? Több út is létezik. Az egyik: olyan feszültségforrást kell alkalmazni, melynek fajlagos teljesítménye sokkal nagyobb, mint a jelenleg forgalomban levőké. (Ennek feltalálására még várunk kell.) A másik lehetőség, hogy négyszögjel alakú lüktető feszültséget kapcsolunk az elektrodokra, méghozzá oly módon, hogy a jelszélesség és jelek közötti feszültségmentes időtartam akkora legyen, hogy maximáljuk az erőt, például úgy, hogy ne gyorsítsuk az ionokat a fóliaelektrod eléréséig. Ezáltal nem lesz „visszaadott” impulzus. Kísérletezhetünk kettőnél több elektrodos, váltakozó feszültségű eszközökkel is. Nyilván képtelenség itt felsorolni és kifejteni az összes lehetséges ötletet, s e cikknek nem is célja ez. A hajtóműként való alkalmazás kérdése nyitott.

Másik lehetséges felhasználás a mozgó alkatrészek – tehát kopás és zaj – nélküli közegáramoltatás. Ez már a hatásfok jelenlegi szintjén is megoldható, sőt, némi átalakítással (pl. többrétegű, egyoldalú lifter behelyezve egy légcsatornába) az egyébként is erős légáramlat tömegárama tovább fokozható. Ahol gondot okozna a viszonylag nagy ionkoncentráció, megoldható lenne a kiömlőnyílás elé helyezett ionmentesítés is. Akár elektromos, akár mágneses úton is eltéríthetjük az ionokat (ezáltal kiemelve őket a légáramból), de más úton is lehet őket közömbösíteni. Sőt, egy MHD-generátort az áramlásba helyezve, a betáplált energia egy részét vissza is nyerhetnénk!

Ha már szóba került az energiatermelés, érdemes lenne megvizsgálni, vajon az effektus megfordítható-e? Gondolok itt arra, hogy például áramló közegbe való helyezés után, a feszültség alatt levő kondenzátorból, nyerhető-e ki energia valamilyen úton? Feltehetőleg nem lesz közömbös a kondenzátorhoz viszonyított áramlási irány sem.

Az utolsó alcím által jelzett témában e cikk írása idején is folyamatban van egy általam koordinált pro-

jekt, melyben sok lelkes diák vesz részt, s melyet kollégáim is segítenek észrevételeikkel. *Fogadják ezúton is köszönetemet!*

Irodalom

1. Bahder T.B., Fazi C., *Force on an Asymmetric Capacitor*. http://jlnlabs.imars.com/lifters/arl_fac/index.html
2. Brown T.T., *A Method of and an Apparatus or Machine for producing Force Motion*. GB Patent 300311, November 15, 1928
3. Brown T.T., *Electrokinetic Apparatus*. U.S. Patent 2949550, August 16, 1960
4. Brown T.T., *Electrokinetic Transducer*. U.S. Patent 3018394, January 23, 1962
5. Brown T.T., *Electrokinetic Apparatus*. U.S. Patent 3187206, June 1, 1965
6. Cady W.M., *An Investigation Relative to T.T. Brown*. <http://www.rexresearch.com/ttbrown/ttbrown.htm>
7. Fantel H., *Major De Seversky's Ion-Propelled Aircraft*. <http://www.rexresearch.com/desev/desev.htm>
8. Campbell J.W., *Apparatus for Generating Thrust Using a Two Dimensional, Asymmetrical Capacitor Module*. U.S. Patent US2002012221, January 31, 2002
9. Takaaki Musha, Possibility of Strong Coupling Between Electricity and Gravitation. *Infinitive Energy Magazin* 53 (2004) 61, <http://www.infinite-energy.com/iemagazine/issue53/index.html>
10. <http://jlnlabs.imars.com/lifters/vacuum/index.htm>

ATOMOKTÓL A CSILLAGOKIG

FIZIKA A KÖRNYEZETTUDOMÁNYBAN

Kiss Ádám
ELTE, Atomfizikai Tanszék

A környezettudományra a 21. század elején gyorsan fejlődő, egyre nagyobb figyelmet keltő önálló tudományként lehet tekinteni. A környezettel kapcsolatban felmerülő szinte minden kérdéshez szükség van fizikai ismeretekre. Ez az írás a környezettudománynak azokat a jelentős területeit tekinti át, amelyeknél a fizikai ismeretek döntő szerepet játszanak. Ezek a környezeti áramlások, a zaj és a zajvédelem, a környezeti anyag-tudomány, a sugárzások és az energetika, amelyek mind-egyikéhez néhány megjegyzést fűzünk.

A környezettudomány viszonya a klasszikus természettudományokhoz

Korunk legnagyobb problémái között több olyan is van, amely környezetünk állapotával kapcsolatos. Az utóbbi évszázadban egyre gyorsuló mértékben szaporodtak azok a kérdések, amelyeket az emberi tevékenység és a természetes környezet kölcsönhatása vetett fel. E kérdésekre az volt a jellemző, hogy általában egyszerre több tudomány területén szerzett ismeretekre volt szükség a problémák tudományos vizsgálatához. Ezekből az először pár évtizede felmerült, több tudományterületet egyszerre érintő problémákból hosszabb idő alatt egy önálló tudomány alakult ki:

a környezettudomány. A környezettudomány kérdésfelvetései, módszerei, belső törvényszerűségei eltérnek a klasszikus tudományoknál megszokottaktól. Közben a közérdeklődés is fokozatosan a környezet-és természetvédelem felé fordult. Mindezek hatására jött létre az a 21. század elejét jellemző helyzet, hogy a környezettudomány a leggyorsabban fejlődő tudományok közé került.

A környezettudományt úgy lehet meghatározni, hogy az a Földre, természeti és alkotott alrendszerei jellemzőire, azok összefüggéseire, megőrzésére, változásai előrejelzésére és kialakítására vonatkozó ismeretek összessége. Tehát a környezettudomány tárgya röviden megfogalmazva maga a Föld, a földi környezet. Minden ismeret, ami ezt gyarapítja, ide tartozik. A környezeti jelenségek összetettsége, bonyolult összefüggései miatt általában több különböző tudomány elemei játszanak szerepet a vizsgálatoknál és a jelenségek megértésénél. A környezet fontos kérdéseinek vizsgálata mindig multi- és interdiszciplináris jellegűt mutat.

A környezettudomány problémáinak jelentős része olyan, hogy indíttatásukban a biológiai, kémiai és földtudományi jelenségeknek döntő szerepük volt. Ezért találkozhatunk még ma is több helyen olyan nézetekkel, amely a környezet kérdéseit ezeknek a klasszikus ter-

mészettudományoknak a szempontjából értékelve még a környezettudomány önálló voltát is kétségbe vonják. Pedig még az így értékelt jelenségek vizsgálatánál is mindenütt megjelenik társadalmi, műszaki és egyéb természettudományos ismeretek szükségessége.

Szinte minden, a környezetünkre vonatkozó tény, összefüggés feltárásához valamilyen mértékig szükség van fizikai ismeretekre is. Még olyankor is, amikor a legfontosabb mozzanatok távol vannak a fizikától. Például a körülöttünk lévő élővilág és a környezet egymásra hatásakor gyakran mindez csak mellékesen jelentkezik. Vannak azonban olyan fontos környezeti kérdések, amelyeknél a fizikai ismeretek döntőek és megkerülhetetlenek. Hangsúlyozzuk ugyanakkor, hogy ezek a kérdések nem a fizika kérdései, csak a fizika szerepe jelentős a problémakör tárgyalásában. A következőkben éppen ezeket a legfontosabb környezetfizikai területeket fogjuk röviden áttekinteni.

A fizika környezettudományok kiemelt területein

A környezetfizika fő területeihez a környezeti áramlások, a zaj és zajvédelem, a környezeti anyagtudomány, a sugárzások és annak hatásai és az energetika kérdései tartoznak. Bár a továbbiakban nem fogunk szót ejteni róluk, itt megemlítjük, hogy a környezettudományi gyakorlat számos alkalmazott vizsgálati módszere a fizikában kifejlesztett eljárások egyszerű átvételét jelenti. Ezek megértése a háttérben lévő fizikai ismeretek nélkül nem lehetséges.

A környezeti áramlások

A környezeti áramlások problémaköre a földi környezet megismerésének egyik legfontosabb területét jelenti. Ide tartoznak az óceánok globális áramlásainak tanulmányozása, a klíma és az időjárási jelenségek vizsgálata, az anyagok (szennyezések is!) terjedése a talajban, a vizekben és a légkörben. A kémiai minőségükben meg nem változó anyagok helyváltoztatásának, áramlásának, sodródásának kérdései nyilván alapvetően a fizika törvényeivel leírt folyamatokkal határozhatók meg.

A környezeti áramlások témaköre kiemelten fontos környezetünk jövőbeni alakulása szempontjából, és ezért ez az egyik legnagyobb jelentőségű környezetfizikai témakör. Tekintettel azonban arra, hogy *Az atomoktól a csillagokig* előadássorozatban két korábbi előadás [1, 2] is foglalkozott ide illeszkedő kérdéskörökkel, így mi további megjegyzést ehhez most nem fűzünk.

A zaj és zajvédelem

A zaj a káros hatású, emberi tevékenység által keltett hangot jelenti. A zaj a mai világ egyik nagy és állandóan fokozódó környezeti ártalma. A zaj tudományának alapjai megegyeznek a hangtan alapjaival és természete-

tesen a fizikához tartoznak. A zajmérés módszerei, a kísérleti eljárások mindegyike a fizikához köthető. Ugyanakkor a zaj környezetet, egyént – annak minden biológiai esetlegességével és változatosságával – és társadalmi életet befolyásoló volta világossá teszi, hogy annak zavaró, káros hatásának megértésében, leírásában és a zajvédelemben a fizika csak segédtudomány.

A zajhatás a környezeti ártalmak egyik legnyilvánvalóbbja. A probléma nagyságára jellemző, hogy az Európai Unióban mintegy 100 millió ember (az EU lakosságának ötöde) állandóan káros zajnak van kitéve, és további 200 millió polgárt időszakosan zavar a zaj. A zaj káros hatásai többek között betegségekben, munkaidő-kiesésben, figyelemcsökkenés miatti hibákban nyilvánul meg. Természetesen ennek anyagi hatását nehéz megbecsülni, de abban az elemzők egyetértenek, hogy a nemzeti össztermék (GDP) 0,2–2%-a (ez kb. száz milliárd euró nagyságrendű) emiattvész el.

A hangot az ember a fülével érzékeli. A fül valóban a legcsodálatosabb érzékszervünk. Gondoljunk csak meg, hogy a hanghullámok frekvenciájában három nagyságrendet (20 Hz-től 20 kHz-ig) fog át, míg intenzitásban tizennégy nagyságrend az eltérés a hallásküszöbötől a fájdalomhatárig! Az ember füle ~1 bar (100 ezer Pa) állandó környezeti nyomás mellett 20 μ Pa változást már észrevesz. A fül érzékenysége függ a frekvenciától, legérzékenyebb az 1–3 kHz tartományban (talán nem véletlen, hogy a síró csecsemő által adott hangok uralkodó frekvenciája is ebben a tartományban van). A hallóképesség az ember korával gyengül, az idős emberek elsősorban a magasabb frekvenciájú hangokat nem hallják. Az emlős állatok füle más frekvenciákat is érzékelhet, mint az emberi fül. A kutyák például egészen 30 kHz-ig hallanak, a denevérek pedig magas frekvenciájú (~100 kHz) hangok visszaverődésének érzékelésével tájékozódnak. Végül érdemes azt is megemlíteni, hogy a fülünkkel már nem érzékelt hangok, az infra- és az ultrahangok is kiválthatnak fiziológiai hatásokat. Az emberi fül nagyon bonyolult, de egyúttal csodálatos működése felderítéséért kapott Nobel-díjat 1961-ben a magyar *Békésy György* – elsősorban olyan vizsgálatairért, amelyeket még az Egyesült Államokba történt emigrálása előtt Magyarországon végzett el.

Mi a fizika szerepe a zaj kutatásában és a zajvédelemben? A válasz erre a kérdésre az, hogy a zajok keltésére, terjedésére és egyéb tényleges jellemzőire vonatkozó minden fogalom, mérési módszer a fizikától származik.

Az emberre való hatásaik szempontjából különböző típusú zajok jellemzőinek meghatározása és mérése fizikusi feladat. Így például a folyamatos, az időszakos, az impulzusszerű, a folyamatos zajon kiemelkedő frekvenciával zavaró zajhatások jellemzőinek (zajindikátoroknak) kiválasztása és kísérleti vizsgálata bizonyosan a környezetfizikához tartozik. A zajforrások azonosítása, a különböző körülmények közötti zajterjedés törvényeinek meghatározása is a hang fizikájából levezetett feladat. Fizikai alapjai vannak a

zajvédelem módszereinek is. A zajterképek felvétele pontos metodika szerint végrehajtott, időt és hozzáértést követelő, a térinformatikát is igénybe vevő igényes fizikusi feladat.

A zaj jelentős károkat okozó hatásának felismerése a megelőzés szempontjait is felvetette. Ez egyrészt jogi, társadalomszervezési kérdéskör, másrésztől viszont új követelmények megjelenéséhez vezetett például az épülettervezés és a tájtervezés elvi és gyakorlati megvalósításánál.

Magyarországon a zajkutató és a zajvédelem nagy jövő, óriási fejlődés és átalakulás előtt álló, komoly intellektuális kihívásokat jelentő, sok szakembert váró területe a környezetvédelemnek.

A környezeti anyagtudomány

A környezeti anyagtudomány a gyakorlatban felhasználandó új anyagok tervezésének és tényleges előállításának a környezeti szempontokat figyelembe vevő korszerű területét jelenti. Fontos, hogy a modern világban olyan anyagokat alkalmazzunk, amelyek a lehető legkisebb környezeti terhelést jelentik mind használatuk alatt, mind pedig azt követően, hogy az alkalmazási idejük lejártá után hulladékká válnak. A használati anyagok előállításakor alkalmazott technológiáknak is olyanoknak kell lenniük, hogy azok is kevésbé terheljék a környezetet. Mindezeknek a szempontoknak a figyelembe vétele komoly követelményt jelent mind a tudományos vizsgálatok, mind pedig a választott technológiai folyamatok oldaláról.

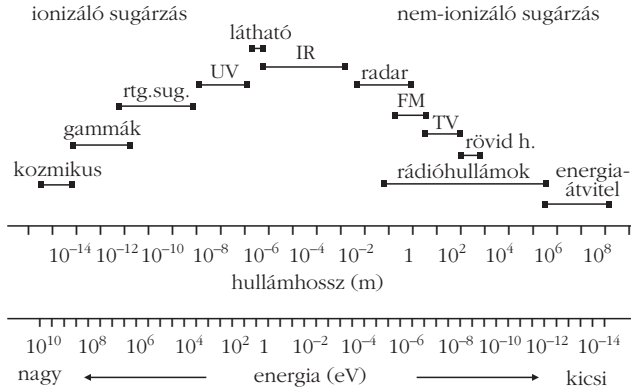
A környezeti anyagtudomány területe szoros kapcsolatban van a szilárdtestfizikával, egyáltalán az anyagtudomány elsősorban fizikusok által művelt területével.

A környezeti sugárzások

Környezetünkben számos, különféle sugárzás van jelen, állandóan sugárzásnak vagyunk kitéve. E sugárzások egy része természetes eredetű, másik részét emberi tevékenység hozza létre.

A sugárzások biológiai rendszerekre, így az emberi szervezetre való hatásánál fontos elválasztó pont, hogy a sugárzás olyan energiájú-e, hogy képes ionizálni az anyaggal történő kölcsönhatásakor vagy nem. Az az energia, amely már képes ionizációt létrehozni a néhányszor 10 eV kvantumenergia körül van. Az ennél nagyobb energiájú sugárzások ionizálnak és biológiai hatásuk markánsan más, erőteljesebb, mint a nem-ionizálóké.

Egy másik felosztásra a sugárzás jellege ad módot. A környezeti sugárzások zöme elektromágneses (EM) sugárzás. Ez a legalacsonyabb frekvenciáktól, a sztatikus terektől a kozmikus sugárzás részeként a világűr-ből érkező $\sim 10^{10}$ eV óriási kvantumenergiáig tart. A környezeti sugárzások másik csoportjába a részecske-sugárzások tartoznak, amelyek forrása a radioaktív atommagok bomlása, a kozmikus sugárzás és mesterséges részecskesugárzások lehetnek.



1. ábra. A megfigyelt teljes elektromágneses spektrum. A frekvenciát és a hullámhosszt logaritmikus egységekben ábrázoltuk.

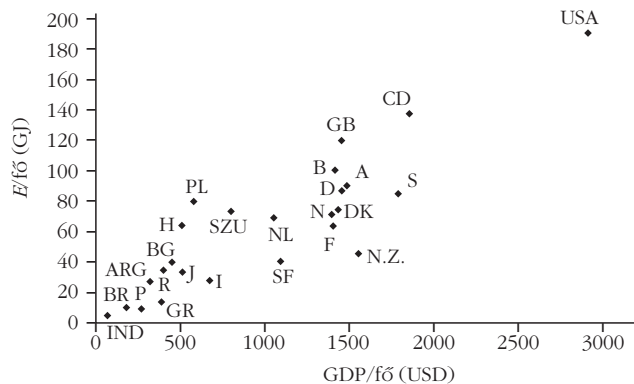
A környezetünkben fellépő EM sugárzásokat az 1. ábra tekinti át. A spektrumban megtalálhatjuk az emberi élet alapját jelentő, a Naptól származó, főleg az optikai tartományba eső sugárzást éppúgy, mint a mindennapi információigényünket kielégítő rádió-, TV-sugárzásokat, a mobiltelefonok és a radarok működési frekvenciáit, az elektromos hálózati frekvenciákat, vagy az ionizáló tartományban a röntgen- és a gammasugárzások kozmikus eredetű részét. A különböző frekvenciatartományokba tartozó EM-kvantumok anyaggal való kölcsönhatása minőségileg eltér egymástól, egységesen még tárgyalni sem lehet.

Melyek azok a tartományok, amelyekbe tartozó sugárzástól védeni kell az emberi társadalmat? A látható és az ultraibolya fénynél nagyobb kvantumenergiájú sugárzások jelentős dózistól már bizonyosan. Az azonban, hogy a modern világunkban oly széles körben felhasznált EM-sugárzások mely dózisszintjénél kell a rádió-, TV, vagy mobiltelefonok korlátozását elrendelni erősen vitatott, és legtöbbször a megbízható tudományos kutatási eredmények is hiányoznak a kérdés eldöntéséhez.

Az ionizáló és nem-ionizáló sugárzások elleni védekezés, akár részecske-, akár EM-sugárzásról van szó, a sugárvédelem feladata. Ennek módszerei kivétel nélkül a fizikusok által kidolgozott eljárások. Az eredmények értelmezése és a következtetések levonása viszont már a környezettudomány feladata.

Az energetika környezeti vonatkozásai

Az utóbbi évtizedek társadalmi-gazdasági folyamatainak elemzése rámutatott arra, hogy az emberi társadalmak energiaellátása az emberiség egyik sorskérdése. Bár az energetika bizonyosan nem fizika, mégis a természettudományok közül ehhez áll a legközelebb. Ráadásul a legfontosabb irányzatok felismeréséhez elengedhetetlenül szükséges a fizikusi szemlélet, amely a tényeket képes összefoglalóan értékelni, és alkalmas arra, hogy a tájékozódásra felkínált javaslatokat a gyakorlat oldaláról is megfelelően értékelje, továbbá nagyságrendi becsléseivel eligazodik a lehetőségek között. A következőkben az energetika fő területeihez fűzünk néhány, a fizikusi szemlélet vezérelte megfigyzést.

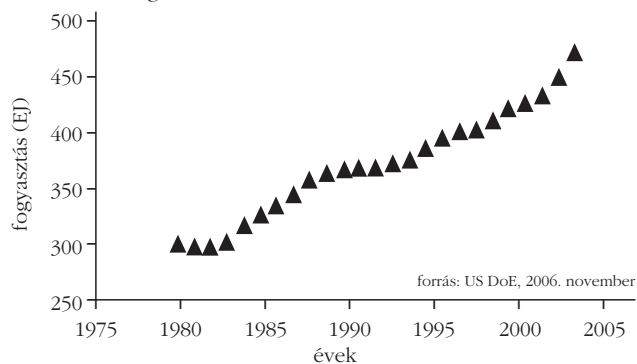


2. ábra. Az egy főre eső elfogyasztott energiamennyiség függése a megtermelt hozzáadott értéktől 1970-ben. Az egyes pontokhoz a szóban forgó ország jelét odaírtuk.

Az emberi társadalmak működtetéséhez energiára van szükség. Bár nem közvetlenül nyilvánvaló, de az elemzések szerint a különböző fejlettségű társadalmak állapotának jellemzésére mindig jó paraméter volt az egy főre eső energiafogyasztás. Általában igaz volt mindig, hogy minél bonyolultabb egy társadalom, az egy főre eső energiafogyasztás annál nagyobb. 1970 körül volt az az utolsó időszak, amikor a különböző országok számára az olcsó energia lényegében korlátlanul rendelkezésre állt. A 2. ábrán az 1970-es adatok alapján mutatjuk be két látszólag olyan távoli paraméter egymástól való függését, mint az egy főre eső GDP és az energiafogyasztás. Az ábrából nyilvánvaló a két mennyiség közötti korreláció és az, hogy azok a társadalmak voltak gazdagok, amelyek sok energiát fogyasztottak. Az ez után következő energiaválságokra a különböző kultúrák más és más választ adtak, és az előbbi korreláció csak az azonos kultúrkör (pl. az Európai Unió) országai között maradt igaz. Ugyanakkor, bár minden politikus és szakember tudta, hogy sok ok miatt takarékoskodni kell az energiával, 1980 és 2005 között a világ országainak energiafogyasztása jelentősen, 44%-kal 471 EJ-ra növekedett (3. ábra). Közben az energetika a világ legnagyobb egycélú üzletévé nőtt, amelynek nagyságrendje elérte a csillagászati, az évi tízezermilliárd, és az óránkénti egymilliárd dollárt.

Mitől függ az energiafogyasztás növekedése? Ezt a kérdést alaposan vizsgálták. Kiderült, hogy egyetlen olyan paramétert találtak, amellyel az energiafogyas-

3. ábra. A földi társadalmak energiafogyasztásának változása az 1980-tól 2005-ig tartó időszakban.



tás korrelál és ez a Földön élő emberek száma. A 4. ábra mutatja, hogy az egy főre eső energiafogyasztás egy negyedszázada néhány százalékon belül lényegében állandó volt. Úgy tűnik, hogy mindaddig, ameddig az emberek száma nem ér el egy állandó értéket, az össz-energiafogyasztás nőni fog.

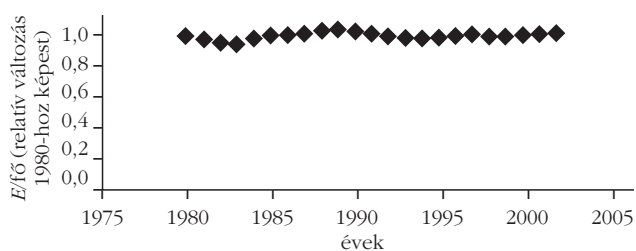
Ugyanakkor az egyetlen olyan paraméter, amely az energetikában mintegy 80 év óta alig változott az a szám volt, amely a fosszilis energiahordozóknak a teljes energiafogyasztásban való részarányát mutatja meg. Ez a részarány az 1920-as évektől vizsgálva mindig 82 és 87% között volt. A fosszilis energiahordozók azonban egyrészt bizonyosan csak korlátozott mennyiségben találhatóak a Földön (a kőolaj- és földgázkészleteket külön-külön egyaránt 6–10 ezer EJ energiataralmúnak becsülik), másrészt pedig komoly környezeti károkat okozhatnak. A fosszilis energiahordozók nagyléptékű felhasználása előrevetíti a klímaváltozás katasztrófákkal együtt járó lehetőségét.

Milyen lehetőségeink vannak az energiahányból levezethető sötét jövő elkerülésére? Csak a tudomány eredményeinek felhasználása segíthet!

Az első lehetőség természetesen az energiatakarékosság. Az energiatakarékossághoz elemezni kell, hogy mire használjuk az energiát. Kiderül, hogy két nagy tételben, az energiamérlegben közel 40%-ban szereplő térfűtésben és a 20%-kal szereplő közlekedésben akár egy ötös faktort is meg lehet takarítani. Ehhez azonban komoly fizikai-mérnöki kutatásokra, és az eredmények elterjesztésénél és gyakorlatba való átviteléhez szükséges társadalmi fogadókésztségre van szükség.

A másik lehetőség a megújuló energiaforrások kifejlesztése és gyakorlatban való felhasználása. Itt a napenergia közvetlen és közvetett felhasználására, vagyis a biotömeg, a szél, a víz energiatermelésre való befogására, valamint a geotermikus energia hasznosítására gondolunk. Mindezen energiatermelési lehetőségek közös nehézsége, hogy az energiasűrűségük igen alacsony, és nehezen képzelhető el, hogy pár évtizeden belül az emberi társadalmak energiaigényének számottevő részét ezekből a forrásokból fedezzük. Ugyanakkor minden egyes esetben bizonyított, hogy az előbb említett energiaforrások mindegyike alkalmas az energiatermelésre. A tényleges megvalósítás és a gazdaságosság kérdése azoktól a kutatóktól függ, amelyeket a fizikusok vezető részvételével elvégeznek.

4. ábra. A földi társadalmak egy főre eső átlagos energiafogyasztása 1980-tól 2002-ig. A fogyasztás néhány százalékon belül állandónak adódott.



A harmadik lehetőség az atomenergia – mint a jelenleg egyetlen, az energiatermelés szempontjából bizonyított nagytechnológia – fokozottabb felhasználása. Ez vonatkozik a jelenlegi hasadáson alapuló erőművek továbbfejlesztésére, biztonságos változatainak kidolgozására. Ehhez az atomerőművek új generációjára van szükség, amely elemeinek kifejlesztésére – megfelelő kutatások után –, úgy tűnik, lehetőség is van. A hasadáson alapuló energiatermeléssel kapcsolatos számos probléma (az atomerőművek baleseti biztonsága, a nukleáris hulladékok kezelése, az atomfegyverek elterjedése) mérlegelése után is úgy gondolom, hogy az atomerőművek reneszánszát meg fogjuk élni, mint olyan energiaforrást, amely környezeti szempontból kevesebb kárt okoz, mint a többi energiatermelési eljárás.

Külön érdemes beszélni azokról az erőfeszítésekről, amelyek a fúziós energiatermelés megvalósításával kapcsolatosak. A dél-franciaországi Cadarache-ban 2006 óta folyik a világ vezető gazdasági hatalmainak közös támogatásával egy nemzetközi kísérleti fúziós reaktor, az ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) építése. Az építési fázis várhatóan 2016-ig tart, utána mintegy tíz évig kísérleti vizsgálatok következnek. Ezt követheti majd a demonstrációs fúziós reaktor kifejlesztése. Így a fúziós energia, amely az emberiség energiaigényét, a várakozások szerint, a leginkább környezetbarát módon tudja

kielégíteni, leghamarabb mintegy 50 év múlva teheti ki számottevő hányadát az elfogyasztott energiának.

Az energiajövő számos buktató miatt egyáltalán nem tűnik könnyűnek. Bármely megoldás a környezetet jelentős terhelését jelenti. A fizikusok hozzájárulására azonban minden szinten szükség van, ha meg kívánjuk őrizni élhető környezetünket az utódaink számára.



Összefoglalva, azt láthatjuk, hogy a környezettudományban legalább öt olyan alapvetően fontos terület van, amelynek műveléséhez a fizikai ismeretek elkerülhetetlenek, amelyeknél a döntő fontosságú kutatásokat, értelmezéseket csak alapos fizikai ismeretekkel rendelkezők végezhetik el. Éppen ezért minden olyan, a fizikai témák iránt érdeklődő fiatal, aki elkötelezett az emberi környezet következő generáció számára való megőrzése iránt, biztatunk arra, hogy az itt tárgyalt, nyilvánvalóan általános érdeklődésre számot tartó, témák valamelyikével foglalkozzon. A témákban elérhető komoly új tudományos eredményekkel, gyakorlati fejlesztésekkel kiváló személyes karriert lehet felépíteni.

Irodalom

1. Jánosi I., *Globális klímaváltozás és a természeti katasztrófák.* 2005/2006 tanév 1. előadás
2. Tél T., *Örvények, festékek. káosz: a keveredés fizikája.* 2005/2006 tanév, 9. előadás

A FIZIKA TANÍTÁSA

FIZIKASZAKKÖR A KAROLINA GIMNÁZIUMBAN

Teiermayer Attila
Karolina Gimnázium, Szeged

Iskolánkban, a szegedi Karolina Gimnáziumban, a 2000/2001-es tanévben hoztuk létre a fizikaszkört kettős céllal: egyrészt kísérletezési lehetőséghez sze-

1. ábra. A szakkör tagjai a 2006/2007-es tanévben



rettük volna juttatni azokat a diákokat, akik kedvet éreznek hozzá, hogy idejükből heti egy órát erre szánjanak, másrészt „ami a tananyagból kimaradt” jelzővel további ismereteket kívántunk nyújtani az érdeklődőknek. Később itt készültünk fel két, évenként megrendezett versenyre is: a katolikus iskolák számára megrendezett Károly Iréneusz Fizikaversenyre, illetve az SZTE Kísérleti Fizika Tanszéke által meghirdetett kísérleti pályázatokra. Ez azért fontos, mert a szakkör éves tematikáját nagyban meghatározzák ezek a rendezvények. Éves taglétszámunk 4–8 között változik, voltak olyan tanulóink, akik egész gimnáziumi pályafutásuk alatt részt vettek munkánkban (1. és 2. ábra).

Elsődleges feladatunknak tehát a kísérletezést tekintettük. A tanár munkáját megkönnyíti, ha vannak olyan versenyek, amelyek lehetőséget adnak arra, hogy diákjai összemérjék tudásukat más tanulókkal, és ehhez a teret a kísérletek nyújtják. A említett két verseny ezt a célt szolgálja.



2. ábra. Tagok a 2005/2006-os tanévben

Mivel a Károly Iréneusz Fizikaversenyt katolikus iskoláknak hirdetik meg, ezért erről egy kicsit részletesebben szeretnék írni. A névadó, *Károly Iréneusz* premontrai szerzetes 1916-ban 2000 korona értékben alapítványt hozott létre egy középiskolát végzetek részére rendezendő fizikaverseny számára. Ez volt a mai Eöt-vös-verseny őse. A katolikus iskolák 1993-ban létrehoztak egy fizikaversenyt, amely újra az ő nevét viseli [1].

A versenyt három korosztályban hirdetik meg középiskolások részére, a korcsoportokba rendre a 7–8., a 9–10. és a 11–12. osztályosok tartoznak. Az első fordulóban egy adott témában házi dolgozatot kell írni, aminek célja, hogy minél többen vegyenek részt a hozzá tartozó kísérletek elvégzésében, természetesen tanári segítséggel, irányítással. A második fordulóban a feladatmegoldás rész mellett az első két korcsoport tanulói az otthon előre összeállított kísérletekből készítenek egy „kirakodóvasárt”, a harmadik korcsoport tanulói pedig másnap délelőtt az első forduló munkájukat mutatják be. Díjakat korcsoportonként és kategóriánként osztanak. Ezen a versenyen minden évben részt veszünk, részvételünk illusztrálásaként álljon itt két kép (3. és 4. ábra).

Az SZTE Kísérleti Fizika Tanszékének pályázatát, azt hiszem, nem kell bemutatni. Eddig négy alkalommal indultunk, és nagy örömeinkre szolgál, hogy mindany-

5. ábra. A Héron-féle borautomata



3. ábra. Az ellensúlyos hajítógép-modell kilövés előtt



4. ábra. Hangtani kísérletek

nyiszor be is jutottunk a második fordulóba. Készítettünk különböző szemmodelleket, foglalkoztunk katasztrófaelmélettel, utánajártunk néhány ókori csodának, amelyek működése főleg a közlekedőedények segítségével magyarázható meg (5. ábra), és összeállítottunk olyan eszközöket, amelyekkel a hangok terjedése vizsgálható (6. ábra).

2005-ben, a fizika évében is több alkalom nyílt arra, hogy bemutatkozhassunk iskolán kívül, a város-

6. ábra. A hangérzékeny láng





7. ábra. Átnyúlunk a szappanhártyán

nak is. Az ELFT Csongrád Megyei Csoportja szervezésében elindult egy előadássorozat a *Fizika Évszázadai*, majd a második félévben a *Fizika Évtizedei* címmel, amelyek után a város középiskolái kísérleti bemutatókat tartottak különböző témakörökben. Az előadásokat a Városi Televízió közvetítette, ezek DVD-n is megjelentek. Két alkalommal tartottunk bemutatót ezen a rendezvénysorozaton: az első félévben a felületi feszültségről és a szappanbuborékok érdekes viselkedéséről (7. ábra); a második félévben olyan fizikai jelenségeket vizsgáltunk, amelyekkel a konyhában találkozunk: az olaj és a víz összekeverhetősége a majonézben, hogyan lehet a tojást úgy megfőzni, hogy a sárgája közepén legyen, lehet-e habcsókot szobahőmérsékleten készíteni, hogyan működik a szódásüveg... Ennek az előadásnak elkészítéséhez sokat segítettek *Kürti Miklós* cikkei, amelyek a *Fizikai Szemlé*ben jelentek meg [2–3].

Először nem azért hoztuk létre szakkörünket, hogy ezeken az eseményeken részt vehessünk. Az alapvető cél a fizika és a természet szeretete, a kísérletezés öröme. A fent említett alkalmak csupán motiváló tényezők arra, hogy munkánkat jól végezzük, meghatározzák az éves munkaterv jó részét. Amikor a versenyeknek vége, akkor keresünk olyan kísérleteket, amelyeket nem kell sehova sem vinnünk, egyszerűen kíváncsiak vagyunk rá, szórakoztat minket. A fent említett rendezvényeken fényképeket, és ezekből tablókat készítettünk. Többek között ezek díszítik a fizika szaktantermet.

A szakkör működéséhez szükséges, hogy évről-évre új tanulók kapcsolódjanak be a munkánkba. Fontos, hogy az iskolánkba járó diákok tudjanak rólunk. A megismertetésünknek több fóruma létezik.

Az első, rendszerint, az idő és az erő hiányából származik. Ez azt jelenti, hogy a szakköri alkalmak után nincs mindig idő rendesen összehajtogatni, és a tanórákra érkező gyerekek megkérdezik, hogy mik ezek az eszközök. Tapasztalatom szerint érdemes ilyenkor az órából 5–6 percet rászánni arra, hogy elmeséljem, mivel is foglalkozunk éppen, hova készülünk... Azt is észrevettem, hogy a hallottak a tanulóknál egyfajta megbecsülést és tiszteletet váltanak ki társaik iránt, akik a szakköri munkában tevékenykednek.

A többi már nem ennyire spontán alkalom. Iskolánkban az osztályfőnök minden reggel negyed órát tölt az osztályával. Ezt hívjuk reggeli körnek. Néha előfordul, hogy a reggeli kör közös, azaz az iskola tanárai és diákjai ez időben összegyűlnek a tornateremben, és itt hallhatnak a tanulók olyan dolgokról, amelyek az egész iskolát érintik. Ha valaki például egy versenyen helyezést ér el, akkor ez is elhangzik ott. Többször volt már alkalmunk, hogy mi is szerepeljünk a közös reggeli körön. Sikeres versenyek után a színpadon be is mutattunk egy-két látványos kísérletet a többi diák nem kis örömeire.

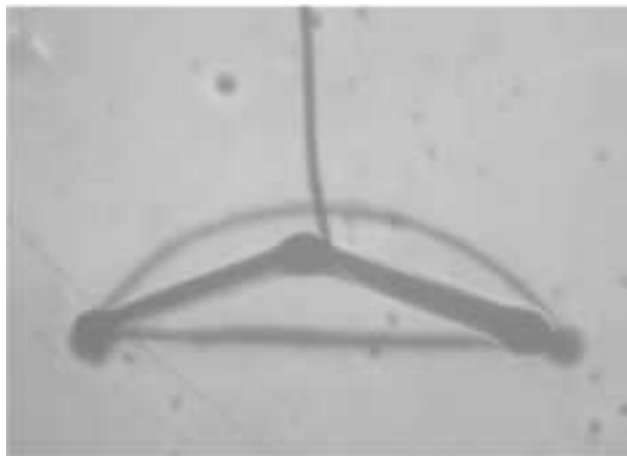
Ebben a tanévben honlapot is szerkesztettünk, amely iskolánk honlapjáról érhető el [4]. Ez nem csak arra szolgál, hogy tanulóink megismerkedjenek a szakkör munkájával, hanem szeretnénk a „világnak” is megmutatni azt, amivel foglalkozunk. Ezen az oldalon megtalálható néhány dolgozat, amely a versenyeken helyezést ért el, sok fénykép, a 2005-ös fénystáfa szegedi eseményei és egy fizikával kapcsolatos linkgyűjtemény (a teljesség igénye nélkül).

Egy szakkör és egy tantárgy akkor lehet igazán elfogadott, ha a diákok mellett az iskola dolgozói is elfogadják. Nagy örömmre szolgált, hogy a tanév végén néhány kolléga kérésére rendezhettünk egy kísérleti bemutatót kimondottan felnőttek részére. Nemcsak tanárok, hanem a gazdasági iroda dolgozói, karbantartók, technikusok is részt vettek rajta. A közel egy órás bemutatón előkerültek azok az eszközök és kísérletek, amelyeket a szakkörösök az elmúlt években készítettek.

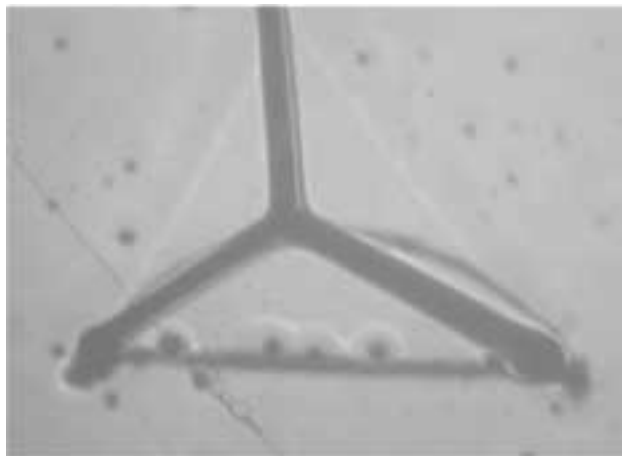
A szakköri munka során sok olyan kísérleti eszköz is készül, amely később a szertár állományát gyarapítja. Szinte minden iskola küzd a pénziánnal, így a fizikaszertárak is nehezen jutnak hozzá az új eszközökhöz. Egy fejlesztési lehetőség lehet az, ha magunk készítjük el őket. Előfordult, hogy ha valaki betévedt egy szakköri órára, nem tudta eldönteni, hogy ez tényleg a fizikaszakkör, vagy egy barkácsfoglalkozás. A tervezéshez, méretezéshez sok segítséget nyújtanak a különböző kísérletgyűjtemények. Külön szeretném kiemelni azokat a könyveket és cikkeket, amelyek az ötvenes években íródtak. Két általunk kedvelt példát az irodalomjegyzékben megemlítek [5, 6]. Bár én akkor még nem éltem, de a finanszírozás hasonló cipőben járhatott, mint most.

Végezetül kedvenc kísérleteink közül szeretnék bemutatni egyet. Amikor a katasztrófaelmélettel foglalkoztunk, megfigyeltük a három pontra feszülő szappanhártya viselkedését. Két plexilapot egymással párhuzamosan rögzítettünk, két helyen átfúrtuk, egy-egy csavart helyeztünk a lyukakba. Ha ezt az eszközt mosószeres vízbe mártjuk, a két csavar között szappanhártya keletkezik. Egy drót végére kis hurkapálcádkarabkát erősítettünk, ezzel nyúltunk a két plexilap közé, ez volt a harmadik pont, amire a hártya kifeszülhetett. Ez a harmadik pont mozgatható [7].

A szappanhártya a két alakot is felvehet a pálcá mozgatása során, ezeket figyelve eszünkbe jutott egy matematikai feladat, amelyet ma Steiner-probléma né-



8. ábra. Szappanhártya alakja, ha a mozgatható, harmadik pont 120° -nál nagyobb szög alatt látszik



9. ábra. Szappanhártya alakja, ha a mozgatható, harmadik pont 120° -nál kisebb szög alatt látszik

ven ismernek: ha adott három falu, hogyan lehet őket egy úthálózattal összekötni, hogy ez a legrövidebb legyen? R. Courrant és H. Robbins *Mi a matematika?* című könyvében található a feladat megoldása, mely szerint kiválasztunk két falut. Ha a harmadik falu a két falut összekötő szakasz fölé írt 120° -os látószög-körív alatt van, akkor a legrövidebb úthálózat úgy alakul ki, hogy a falvakat egy úttal összekötjük. Ha a harmadik falu a 120° -os látószög-körív felett található, akkor az úthálózatban lesz egy csomópont, amely mindig a köríven nyugszik.

Ha megnézzük a 8. és 9. ábrákat, épp ezt láthatjuk, a jobb láthatóság kedvéért be is jelöltük a látószög-körívet. Ha a minimális felületek tételére gondolunk, nem meglepő, hogy a szappanhártya is tudja a Steiner-probléma megoldását.

Ha minden jól megy, a következő tanévben nyolcadik alkalommal tarthatjuk meg az alakuló foglalkozásunkat. Remélem, sokáig fennáll még a gimnázium fizikaszakköre.

Irodalom:

1. <http://www.ovegesegylet.hu/karolyireneusz.htm>
2. Kürti M., Fizikus a konyhában. *Fizikai Szemle* 35(1985) 70
3. Kürti M., This-Benckhard H., Fizika és kémia a konyhában. *Fizikai Szemle* 50(2000) 39
4. www.karolinaiskola.hu
5. Csekő, Kockás, Huszka, Vermes, *Fizikai kísérletek gyűjteménye*. Tankönyvkiadó, Budapest, 1955
6. Tamás Gy., Tarján I., Kísérletek rezgőmozgással, hangjelenségekkel kapcsolatban, I–IV. *Fizikai Szemle* 2(1952) 75, 3(1953) 22, 43
7. Juhász A.: *Fizikai kísérletek gyűjteménye 3*. Arkhimédész Bt. – Typotex Kiadó, Budapest, 1996

VASMAGOS TEKERCS ÖNINDUKCIÓS EGYÜTTHATÓJA

Halász Gábor
ELTE, TTK

Számos fizikatankönyvben és képletgyűjteményben [1] szerepel alapvető összefüggésként, hogy egy „hosszú, egyenes tekercs” önindukciós együtthatóját a következő képlet adja meg:

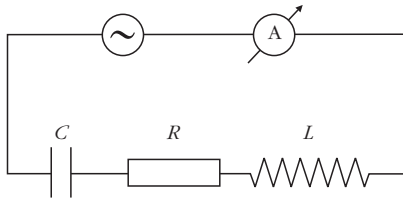
$$L = \mu_0 \mu_r \frac{N^2 A}{l}. \quad (1)$$

Itt N a menetek száma, l a tekercs hossza, A a keresztmetszetének területe, μ_r pedig a tekercset kitöltő anyag relatív mágneses permeabilitása. Légmagos esetben ennek értéke 1 körüli, míg a gyakorlatban használt lágyvasmagok esetén 100 és 1000 közötti szám. Fontos kihangsúlyozni, hogy egy anyag per-

meabilitása csak akkor tekinthető állandónak, ha a mágneses térerősség (H) függvényében a mágneses indukció (B) lineárisan változik. A továbbiakban lágy-mágneses anyagokkal foglalkozom, melyekben elegendően kis térerősség esetén teljesül ez a feltétel, tehát a nemlineáris hatások (telítés, hiszterézis) jogsan elhanyagolhatóak.

Az (1) összefüggés igazolása légmagos esetben ($\mu_r = 1$) igen egyszerű, szinte minden fizikatankönyvben megtalálható. A tekercsen kívüli szórt tér elhanyagolása után az Ampère-féle gerjesztési törvényből azonnal adódik a tekercs belsejében kialakuló homogén mágneses tér nagysága, abból pedig az önindukciós együttható. Ezután következik a képlet általánosítása, miszerint a vasmag behelyezéssel „ B értéke megnő a vákuumbelihez képest”, így

A szerző fizikus hallgató.



1. ábra. Egyszerű RLC-áramkör az L inductivitás mérésére

„az eddigi összefüggés a $\mu_0 \rightarrow \mu_0 \mu_r$ helyettesítéssel érvényes” [1].

Az utolsó lépés akkor volna jogos, ha az egész teret homogén módon töltené ki a μ_r relatív permeabilitású anyag. Elsőre logikus érvelésnek tűnhet, hogy csak a tekercs belseje számít, hiszen a külső szórt tér hatása úgymint elhanyagolható, de – jobban megvizsgálva – ez a gondolatmenet teljesen hibás. Mivel a levegő és a vasmag határán az indukció (B) normális komponense folytonosan viselkedik, a térerősségnek (H) itt ugrást kell szenvednie. A vasmagból kilépve a térerősség normális összetevője μ_r -szeresére növekszik, így a gerjesztési törvény felírásakor a külső mágneses tér jelentős szerephez is juthat.

Az (1) összefüggés érvényességét kísérletileg is megvizsgáltam az 1. ábrán látható egyszerű elrendezés segítségével. Az RLC-körben folyó áram erősségét mértem a feszültséggenerátor frekvenciájának függvényében, és megkerestem a legerősebb áramhoz tartozó rezonanciafrekvenciát. Ismert, hogy ennek értéke soros RLC-kör esetén:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (2)$$

A kondenzátor kapacitásának ($C = 4,21 \mu\text{F}$) ismeretében tehát a rezonanciafrekvencia mérésével kiszámítható a tekercs L önindukciós együtthatója.

Elsőként egy légmagos tekercset kötöttem az 1. ábrán látható RLC-körbe, ekkor a rezonanciafrekvencia és az önindukciós együttható rendre:

$$f = (1420 \pm 20) \text{ Hz},$$

$$L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C} = (2,98 \pm 0,08) \text{ mH}. \quad (3)$$

Az $N = 600$ menetszámú tekercsbe tökéletesen illeszkedő, négyzet keresztmetszetű vasmag hosszúsága $l = (39 \pm 1) \text{ mm}$, szélessége pedig $d = (13 \pm 0,5) \text{ mm}$; az (1) képlet alkalmazásakor ezek jó közelítéssel tekinthetők a tekercs megfelelő méreteinek is:

$$L = \mu_0 \frac{N^2 d^2}{l} = (2 \pm 0,2) \text{ mH}. \quad (4)$$

A (3) mért és a (4) számolt érték közötti eltérés főként annak tulajdonítható, hogy a tekercs a szoros csévélés ellenére is jelentősen szélesebb a vasmagnál. Ettől függetlenül egyértelmű azonban, hogy az (1) összefüggés légmagos esetben megfelelő becslést ad a hosszú, egyenes tekercs önindukciós együttha-

tójjára – ami teljes összhangban áll az elméleti megfontolásokkal.

A tekercset tökéletesen kitöltő vasmag behelyezése után újabb méréseket végeztem, ekkor a rezonanciafrekvencia és az önindukciós együttható értéke:

$$f = (595 \pm 5) \text{ Hz},$$

$$L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C} = (17 \pm 0,3) \text{ mH}. \quad (5)$$

Az alkalmazott vasmag permeabilitását zárt vasmagos tekercs önindukciós együtthatójának mérésével határoztam meg [2], relatív értéke $\mu_r = 670 \pm 70$. A már ismert méretekkel együtt behelyettesítve az (1) képletbe:

$$L = \mu_0 \mu_r \frac{N^2 d^2}{l} = (1300 \pm 300) \text{ mH}. \quad (6)$$

Az (1) összefüggés alapján számolt önindukciós együttható két nagyságrenddel nagyobb az (5) kísérleti értéknél; úgy tűnik, a szokásos képlet nagy permeabilitású vasmag használata esetén teljesen hibás eredményre vezet.

Érdeemes megvizsgálni, hogyan változik az önindukciós együttható, ha két azonos vasmagos tekercset kapcsolunk be sorosan az RLC-körbe. Lényeges a tekercsek egymáshoz képesti helyzete is, hiszen az egyikben változó fluxus feszültséget indukálhat a másikban. Ennek elkerülése végett először gondosan eltávolítottam őket egymástól, ekkor:

$$f = (420 \pm 5) \text{ Hz},$$

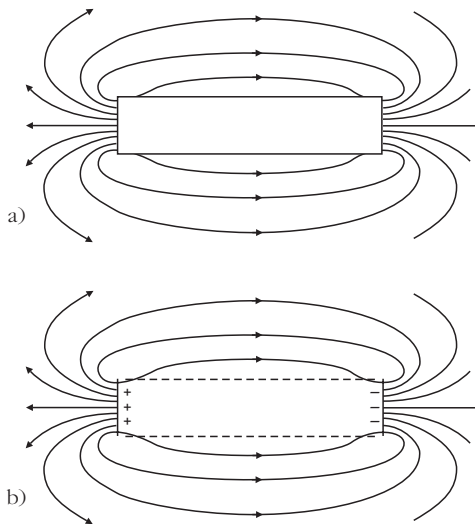
$$L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C} = (34,1 \pm 0,8) \text{ mH}. \quad (7)$$

A tekercsek közti mágneses kapcsolat hiányában az inductivitások egyszerűen összeadódnak, így érthető, hogy az önindukciós együttható kétszeresére növekszik az (5) értékhez képest. Egészen más helyzet áll elő, ha a két tekercset a bennük levő vasmagokkal együtt szoroson összeillesztjük – vigyázva a bennük folyó áramok azonos irányítására. Ekkor pontosan úgy viselkednek, mint egy nagyobb tekercs, melynek menetszáma és hosszúsága is kétszerese az eredetiének. Az (1) összefüggés alapján egy ilyen tekercs esetében is az (5) érték kétszeresét kellene kapnunk, ehelyett egészen más eredmény adódik:

$$f = (285 \pm 5) \text{ Hz},$$

$$L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C} = (74 \pm 3) \text{ mH}. \quad (8)$$

A (7) és (8) eredmények jelentős eltérése azt bizonyítja, hogy az (1) összefüggés által jól leírt légmagos esettel ellentétben nagy permeabilitású vasmag alkalmazásakor fontossá válhat a tekercsek közti induktív kapcsolat. A vasmag az egyik tekercs fluxusát szinte teljes egészében átvezeti a másikba. Ennek köszönhető, hogy az önindukciós együttható (8) értéke körülbelül négyszerese az (5) inductivitásnak.



2. ábra. a) Vasmagos tekercs külső mágneses terének vázolata. b) Két, ellentétesen töltött fémlap elektrosztatikus tere a szaggatott vonalakkal határolt területen kívül.

Említettem már, hogy a tekercsen kívüli szórt mágneses tér elhanyagolása vasmagos esetben nem feltétlenül tehető meg. Ha a vasmag elég nagy permeabilitással rendelkezik, előfordulhat, hogy éppen ez a külső tér válik meghatározóvá, és a belsőt lehet figyelmen kívül hagyni. Az előbbi mérési eredmények alapján jogosnak tűnik a feltevés, hogy a mágneses tér lényegében csak a tekercs végein lép ki a vasmagból, így a fluxus a tekercs teljes hosszában állandónak tekinthető. Ekkor a 2. ábrán vázolt elektrosztatikus analógia alapján levezethető egy közelítő képlet a vasmagos tekercs önindukciós együtthatójára.

Tekintsük a 2.a ábrán látható, N -menetes tekercset, melynek hosszúsága l , keresztmetszete pedig egy R sugarú kör. A belső tér elhanyagolása miatt a gerjesztési törvény felírásakor csak a külső tér járuléka számít, így a mágneses térerősség (H) integrálja a tekercs végeit összekötő összes erővonal mentén NI , ahol I a tekercsben folyó áram erőssége. Ha az elektrosztatikus minta alapján bevezetünk egy „mágneses potenciált”, akkor a tekercs végeit alkotó mindkét körlapnak egy jól meghatározott potenciálja lesz a másik laphoz és a végtelen távoli ponthoz képest is. Pontosan ugyanez a helyzet a 2.b ábrán látható elektrosztatikus elrendezés esetén is, itt ellentétes töltésű, R sugarú fémlapok találhatók egymástól l távolságban. Megmutatható, hogy egy Q töltést hordozó, R sugarú fémkorong elektromos potenciálja [3]:

$$U = \frac{1}{8\epsilon_0} \frac{Q}{R}. \quad (9)$$

Ugyanakkor a Gauss-tétel értelmében a korongból kilépő teljes elektromos fluxus:

$$\Psi = \frac{Q}{\epsilon_0}. \quad (10)$$

A (9) és (10) egyenletekből viszont Q kiküszöbölésé-

vel egy igen egyszerű összefüggés adódik a fluxus és a potenciál között:

$$U = \frac{\Psi}{8R}. \quad (11)$$

Az ellentétes töltésű fémlap megjelenése (2.b ábra) természetesen újabb nehézségeket okoz, a korongok között mérhető ΔU feszültség kisebb lesz, mint a (11) érték kétszerese. Ugyanakkor a fémlapok közelítése esetén nagyjából ezzel a feszültséggel arányosan csökken a 2.b ábra szaggatott vonalai által határolt területről kilépő Ψ' fluxus. Ha a fémlapokat nagyon messzire távolítjuk egymástól, akkor $\Psi' \rightarrow \Psi$ és $\Delta U \rightarrow 2U$, ezért a (11) képlet csak így módosulhat:

$$\Delta U \approx \frac{\Psi'}{4R}. \quad (12)$$

Nyilvánvalóan nem állíthatunk pontos egyenlőséget, közelítésnek azonban a (12) összefüggés helytálló, és rendkívül hasznosnak bizonyul, amikor az analógia alapján a 2.a ábra tekercsére alkalmazzuk. Ekkor Ψ' helyére éppen a mágneses térerősség (H) tekercsbe belépő fluxusa kerül. Ennek μ_0 -szorososa az indukció (B) belépő fluxusa, mely viszont a határfeltételek miatt az indukció tekercsen belüli Φ fluxusával egyenlő. A körlapok közti „mágneses potenciálkülönbség” pedig a gerjesztési törvény értelmében NI -vel egyezik meg, ezért:

$$NI \approx \frac{1}{4\mu_0} \frac{\Phi}{R}. \quad (13)$$

Ebből pedig az önindukciós együttható értéke rendkívül egyszerűen adódik:

$$L \approx 4\mu_0 N^2 R. \quad (14)$$

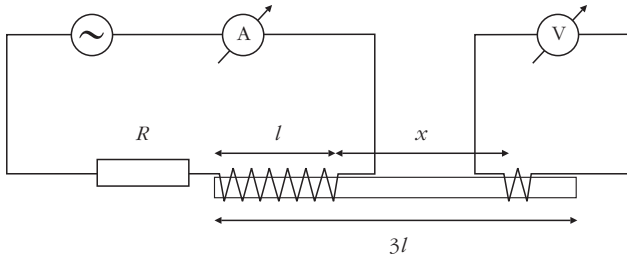
Figyelemre méltó, hogy (14) alapján az önindukciós együttható független a vasmag relatív permeabilitásától – feltéve, hogy az elég nagy a belső tér elhanyagolásához. Pontosabban ez azt jelenti, hogy a tekercsen belüli tér járuléka a gerjesztési törvény felírásakor legyen jóval kisebb, mint a (13) jobb oldalán látható érték, tehát:

$$\frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{\Phi}{R^2 \pi} l \ll \frac{1}{4\mu_0} \frac{\Phi}{R}. \quad (15)$$

Az 1 körüli számfaktorok – például $4, \pi$ – ilyen esetben nyugodtan elhagyhatók, ezért a keresett feltétel a relatív permeabilitásra vonatkozóan:

$$\mu_r \gg \frac{l}{R}. \quad (16)$$

Az általam mért vasmagos tekercsek permeabilitása a (16) feltételt kielégíti, így érthető, hogy az (1) összefüggés miatt vezet teljesen rossz eredményre. Annak levezetésekor ugyanis éppen a tekercsen kívüli tér járulékat hanyagoljuk el, ez pedig csak ak-



3. ábra. A vasmagban maradó fluxus mérésére szolgáló elrendezés – az $n = 10$ menetes kis tekercs x távolságra található az l hosszúságú nagy tekercs végétől.

kor jogos, ha a (16) feltételben fordított a reláció iránya. Próbáljunk ezért (1) helyett inkább a (14) képlettel számolni. Ekkor a négyzet keresztmetszetű tekercsnek valamilyen effektív sugarat kell tulajdonítani, hiszen a (14) összefüggés eredetileg hengeres tekercsre vonatkozik. Választhatjuk például a négyzettel megegyező területű kör sugarát, melynek nagysága $R = d/\pi^{1/2} = (7,3 \pm 0,5)$ mm, az $N = 600$ menetszámú tekercs önindukciós együtthatója pedig ekkor:

$$L \approx 4 \mu_0 N^2 R = (13,2 \pm 0,9) \text{ mH}. \quad (17)$$

Az így kapott eredmény az alkalmazott becslések durvaságához mérten igen jó egyezést mutat az (5) kísérleti értékkel. Úgy tűnik, a (14) összefüggés alkalmas a hosszú vasmagos tekercs önindukciós együtthatójának közelítő számítására. Visszaadja a két tekercs összeillesztésekor tapasztaltakat is, mert a menetszám és a hosszúság kétszerezésével (14) szerint négyszeresére növekszik a tekercs induktivitása – teljes összhangban a kísérletekkel.

A (14) összefüggéshez vezető gondolatmenetben alapfeltevés, hogy a vasmag a tekercs egyik része által keltett fluxust szinte teljes egészében átvezeti a másik részbe, így a mágneses tér az egész tekercsben ugyanakkorának tekinthető. Ennek ellenőrzéseként a 3. ábrán látható módon mértem a tekercsből kilógó vasmagban benntartó fluxust a tekercs végétől való x távolság függvényében. Lakkozott drótból egyszerű hurkolással készítettem egy $n = 10$ menetes kis tekercset; az ebben indukálódó U feszültség arányos a Φ fluxus helyi értékével:

$$U(x) = 2 \pi f \Phi(x). \quad (18)$$

A feszültséggenerátor frekvenciáját a mérések során gondosan az állandó $f = 1000$ Hz értéken tartottam, az ampermérővel pedig az átfolyó áram változatlanságát ellenőriztem. A kis tekercs mozgatása a vártnak megfelelően nem befolyásolja az áram erősségét, ezért a különböző helyeken mért fluxusok közvetlenül összehasonlíthatóak (1. táblázat).

A mérési eredmények szerint a fluxus a tekercsből kilógó vasmag végéig kezdeti értékének töredékére csökken, hosszabb tekercsek esetében tehát nem lehet feltenni a belső mágneses tér állandóságát. Felmerül a kérdés, hogy mennyire hosszú tekercs esetén

1. táblázat		
A vasmagban maradó fluxus a tekercs végétől mért x távolság függvényében		
x (mm)	$U(x)$ (mV)	$\Phi(x)$ (10^{-6} Vs)
0	47 ± 2	$0,75 \pm 0,03$
20	34 ± 2	$0,54 \pm 0,03$
39	25 ± 2	$0,40 \pm 0,03$
52	19 ± 2	$0,30 \pm 0,03$
65	12 ± 2	$0,19 \pm 0,03$
78	6 ± 1	$0,10 \pm 0,02$

válik fontossá a fluxus kiszóródása, hiszen az általam vizsgált tekercsek leírására a fluxus állandóságából levezetett (14) összefüggés egészen jól működik. Ennek megválaszolásához az önindukciós együttható pontosítására van szükség – annak tudatában, hogy a belső mágneses tér mégsem állandó.

Tekintsük a 4. ábrán látható R sugarú, l hosszúságú, N -menetes hengeres tekercset. Középen a fluxus nyilván nagyobb lesz, mint a tekercs végeinél, ezért az önindukciós együttható a (14) értékhez képest megnövekszik. Vegyünk egy kicsiny dx szakaszt, ahol a vasmagból $d\Phi$ fluxus lép ki; számfaktoroktól eltekintve ez egy $x dx$ nagyságrendű felületen oszlik el (4. ábra), így a mágneses térerősség (H) integráljának nagyságrendje a tekercs másik feléig haladó, x -szel összemérhető hosszúságú erővonal mentén:

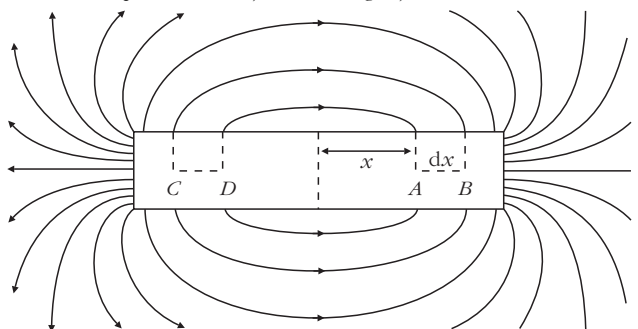
$$\int H ds \sim \frac{1}{\mu_0} \frac{d\Phi}{x dx} x = \frac{1}{\mu_0} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (19)$$

A (19) arányosság egyenlőséggé alakításához még egy 1 körüli számfaktor bevezetésére van szükség, melynek konkrét értéke a mágneses tér pontos geometriájától függ. Szabályos félkör alakú erővonalakat feltételezve például:

$$\lambda = 2 \int_{R/x}^{\pi/2} \frac{1}{2 \pi \sin \phi} d\phi = \frac{1}{\pi} \ln \left(\cot \left[\frac{R}{2x} \right] \right). \quad (20)$$

Látható, hogy a számfaktor értéke akár függhet is az x távolságtól, de annyira gyengén, hogy ettől nyu-

4. ábra. Vasmagos tekercs külső terének realisabb vázlata – x a tekercs közepétől mért előjeles távolságot jelöli.



godtan eltekinthetünk. A (20) képlet alkalmazásával $x = 10R$ esetén $\lambda = 0,95$, míg az $x = 100R$ értéket behelyettesítve $\lambda = 1,7$, a továbbiakban számoljunk a $\lambda = 1$ állandóval. Írjuk fel a gerjesztési törvényt a 4. ábrán látható ABCDA zárt görbére, ekkor (19) alapján:

$$NI \frac{2 dx}{l} = \frac{1}{\mu_0} \frac{d\Phi}{dx}(x) - \frac{1}{\mu_0} \frac{d\Phi}{dx}(x+dx). \quad (21)$$

Itt felhasználtuk, hogy a belső mágneses tér járuléka a külső téréhez képest elhanyagolható. A (21) összefüggés egyszerű átrendezés után egy másodrendű differenciálegyenletre vezet:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -2\mu_0 \frac{NI}{l}. \quad (22)$$

Jó közelítéssel feltehetjük, hogy a fluxus értéke a tekercs végeinél továbbra is a (13) képletből következő érték:

$$\Phi(-l/2) = \Phi(l/2) = 4\mu_0 NIR. \quad (23)$$

A (22) differenciálegyenletnek a (23) feltételeket kielégítő megoldása:

$$\Phi(x) = 4\mu_0 NIR + \frac{\mu_0}{4} NIl - \mu_0 \frac{NI}{l} x^2. \quad (24)$$

A fluxusnak a tekercs hosszára vett átlagából pedig az önindukciós együttható közelítő értéke:

$$L \approx \mu_0 N^2 \left(4R + \frac{1}{6} l \right). \quad (25)$$

A (14) induktivitáshoz tehát egy másik tag adódik hozzá, mely az általam vizsgált tekercsek esetében még nem igazán jelentős; így érthető, hogy miért alkalmazható rájuk a (14) képlet. Ugyanakkor viszont az attól való eltérést magyarázhatja a (25) összefüggésben megjelenő új tag, hiszen az (5) kísérleti érték valamennyivel nagyobb a (14) által jósoltnál. Igazán hosszú tekercseket vizsgálva pedig éppen a (25) képlet első tagja válik jelentéktelenné a másodikhoz képest, ekkor az önindukciós együttható gyakorlatilag egyenesen arányos a tekercs hosszával.

Hátra van még annak vizsgálata, hogy a (21) gerjesztési törvény felírásakor milyen feltételek teljesülése esetén hanyagolható el a belső mágneses tér szerepe. Járuléknak még a (24) fluxus legnagyobb értéke mellett is sokkal kisebbnek kell lennie (21) bal oldalánál:

$$\frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{2 dx}{R^2 \pi} \frac{\mu_0}{4} NIl \ll NI \frac{2 dx}{l}. \quad (26)$$

Nagy permeabilitású vasmag használata esetén még igen hosszú tekercsre is érvényes a (25) összefüggés, ezért lehet itt a (24) fluxus első tagját figyelmen kívül

hagyni. A (26) feltételből az 1 körüli számfaktorok elhagyása és átrendezés után:

$$\mu_r \gg \frac{l^2}{R^2}. \quad (27)$$

Vegyük észre, hogy ez jelentősen különbözik a fluxus állandóságából adódó (16) feltételtől, annál csak kisebb hosszúságig engedi a belső tér elhanyagolását. Ha a (27) feltételben fordított a reláció iránya, akkor a (21) gerjesztési törvényből éppen a külső tér járuléka hagyható el, így az (1) összefüggés lép életbe. Mindezeket összefoglalva az R sugarú, l hosszúságú, N menetes hengeres tekercs önindukciós együtthatója általánosan:

$$L \approx \mu_0 N^2 \left(4R + \frac{1}{6} l \right), \quad \text{ha } 1 \ll \frac{l}{r} \ll \sqrt{\mu_r}; \quad (28)$$

$$L = \mu_0 \mu_r N^2 \frac{R^2 \pi}{l}, \quad \text{ha } \sqrt{\mu_r} \ll \frac{l}{R}.$$

A képletekben szereplő μ_r a tekercs belsejét kitöltő anyag relatív permeabilitása, mely levegő ($\mu_r = 1$) vagy erősen ferromágneses tulajdonságú vasmag ($\mu_r \gg 1$) is lehet. Az utóbbi esetben fontos, hogy a mágneses anyag pontosan a tekercs belső részének határáig terjedjen. A (28) összefüggések érvényességi köre tehát elég erősen behatárolt, azon belül viszont elméletileg és kísérletileg is igazolt módon használhatóak az önindukciós együttható becslésére.

◇

Végül köszönetemet fejezem ki Vankó Péternek (BME Kísérleti Fizika Tanszék), aki a kísérleti eszközök biztosítása mellett hasznos tanácsaival is hozzájárult a cikkben leírt eredmények létrejöttéhez.

Irodalom

1. *Négyjegyű függvénytáblázatok, összefüggések és adatok.* Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 2004
2. Vannay L., Fülöp F., Máthé J., Nagy T., Vankó P., A fizika Országos Középiskolai Tanulmányi Verseny harmadik fordulója a harmadik kategória részére – 2004. *Fizikai Szemle* 54 (2004) 390–393
3. Soules J.A., Precise calculation of the electrostatic force between charged spheres including induction effects. *American Journal of Physics* 58 (1990) 1195–1199



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

PERDÜLETES PARADOXONOK (A)VAGY: PARADOXONOK A PERDÜLETRE

Radnai Gyula, Tichy Géza
ELTE Anyagfizikai tanszék

A jó paradoxon mindig kihívó. Nem hagy nyugodni. Segít, hogy rájöjünk, valamit nem jól gondoltunk idáig. Vagy csak nem gondoltuk át elég alaposan. Most olyan fizikai paradoxonok közül választottunk ki néhányat, amelyek a perdület fogalmával, megmaradásával kapcsolatos. A cikk három külön részből áll. Az első részben a perdületmegmaradás tételének látszólagos megsértésére hozunk fel mechanikai és elektromos példákat. A mechanikai paradoxon feloldását tanulságos fázisábra-sorozattal, az elektromosét pedig a kvantitatív gondolatmenet főbb lépéseivel jelezzük. A cikk második és harmadik része egy-egy kiegészítése az elsőnek. R. Gy. kiegészítésében régi emlékeit eleveníti fel a dipól–dipól kölcsönhatásra vonatkozó paradoxonról, T. G. pedig az anizotróp dielektrikumok tárgyalására terjeszti ki a perdületmegmaradás látszólagos sérülésének paradoxonát.

A klasszikus mechanika egyik legfontosabb megnyilvánulása a perdület. Több neve is van: forgásmennyiség, impulzusnyomaték, impulzusmomentum. Megmaradása a tér izotrópiájának következménye, vagyis annak, hogy a térben nincs kitüntetett irány.

Ha a perdület megmaradási törvényét a bolygómozgásra alkalmazzuk, *Kepler* második törvényéhez, a felületi sebesség állandóságának tételéhez jutunk. Ebben az esetben azért marad meg a perdület, mert a gravitációs erő centrális. Két anyagi pont között fellépő gravitációs kölcsönhatás centrális volta eléggé kézenfekvő, természetes feltevés. Elméletileg annak a szimmetriameggondolásnak a következménye, hogy a két pontot összekötő egyenesen kívül nincs más kitüntetett irány. (Ennek ellenére *Newton* harmadik törvénye *Euler* pontos és óvatos megfogalmazásában csak annyit mond ki, hogy két tömegpont kölcsönhatásakor a két testre ható erő nagysága megegyezik, irányuk pedig ellentétes. Nincs szó arról, hogy a két erő hatásvonala egybeesik, az sem szükséges tehát, hogy a kölcsönhatás centrális legyen.) Ha viszont egy tömegpontokból álló rendszerben csupán centrális erők hatnak, akkor a mechanika törvényei megkövetelik, hogy a tömegpontokra ható erők forgatónyomatékainak vektori összege bármely pontra vonatkoztatva nulla legyen. Ekkor a rendszer eredő perdülete nem változhat meg, állandó marad.

Tekintsük a következő (ellen)példát: két gyerek hason fekve napozik egy-egy gumimatracon a Balaton sima víztükrén. Hogy beszélgethessenek egymással, matracukat szembefordítják, így fejük lesz a legközelebb, lábuk a legmesszebb egymástól. Egyszer-

csak az egyik gyerek játékból oldalra löki a másik matracának felé eső végét. Erre mind a két matrac forgásba jön, mégpedig azonos forgásirányban! Úgy tűnik, mégsem marad meg ebben a rendszerben az eredő perdület, hiszen belső, centrális erők hatására változott meg zérusról valamekkora nem zérus értékre (1. ábra).

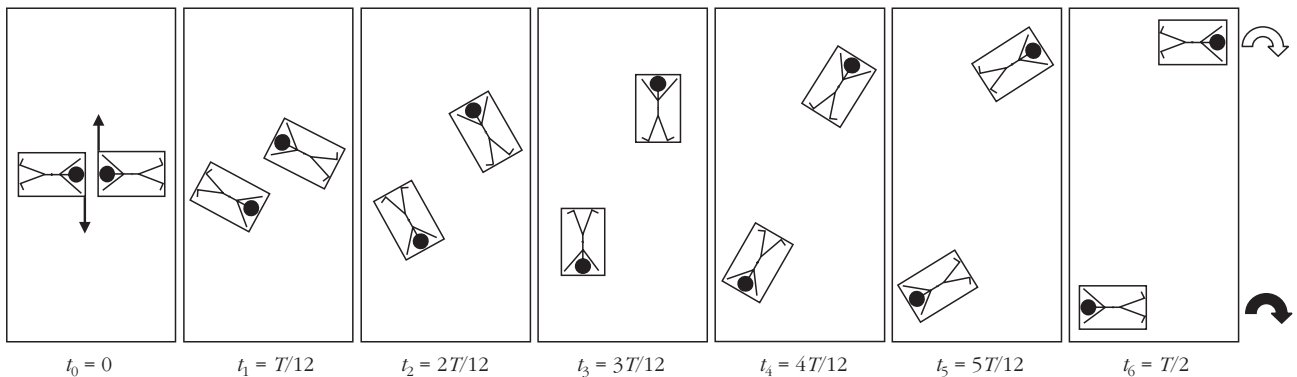
A paradoxon feloldása az, hogy kiterjedt testek rendszerében az eredő perdület nem egyenlő a testek saját perdületének összegével. Példánkban az ellökött matracok nemcsak forognak, hanem haladnak is. Tömegközéppontjaik egymással párhuzamos egyenesen mozognak, egymással ellentétes irányban. Ehhez a haladó mozgáshoz is rendelhető perdület, valamely (bármely) rögzített pontra vonatkozólag. Ha például a közös tömegközéppontot választjuk vonatkoztatási pontnak, jól látszik, hogy a matracok haladó mozgásához rendelhető forgás éppen ellentétes értelmű, mint a matracok saját forgása.

A továbbiakban visszatérünk a pontszerű testekhez, de példáinkat elektrosztatikából vesszük, ahol a kölcsönhatást a Coulomb-törvény határozza meg, az erők centrálisak, az eredő forgatónyomatéknak tehát nullának kell lennie.

Vegyünk egy egyszerű rendszert, amely egy Q ponttöltésből és egy tőle elég messze lévő, $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$ momentumú dipólusból áll. A dipólus is legyen „pontszerű” abban az értelemben, hogy a dipólust alkotó q és $-q$ ponttöltések l távolsága legyen sokkal kisebb, mint a dipólus r távolsága a Q ponttöltéstől. Ekkor a Q töltés elektromos terében lévő \mathbf{p} dipólusra forgatónyomaték hat. Legyen \mathbf{E} a Q ponttöltés okozta térerősség a dipólus „helyén”, akkor a dipólusra ható forgatónyomatéket a dipólusmomentum és a térerősség vektoriális szorzata adja: $\mathbf{M} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$. Ez általában nem nulla, mivel \mathbf{p} és \mathbf{E} általában nem párhuzamosak. Ekkor tehát úgy tűnik, hogy a ponttöltésből és a dipólusból álló rendszerben egy eredő forgatónyomaték lép fel, s így a rendszer eredő perdülete nem maradhat állandó.

A téves gondolatmenet, amelybe megpróbáltuk az olvasót is becsalogatni, azon a feltevésen alapul, hogy a pontszerű dipólus kis környezetében az erőtér homogénnek tekinthető, vagyis mindkét töltésre ugyanakkora erő hat, ellentétes irányban. Ez nem igaz. Nem hagyhatjuk figyelmen kívül, hogy a ponttöltés elektromos tere inhomogén. A dipólust alkotó q és $-q$ ponttöltésekre kissé eltérő nagyságú erők hatnak, illetve nem pontosan párhuzamos a két erő hatásvonala. A dipólusra tehát nemcsak egy erőpártól származó forgatónyomaték, hanem $\mathbf{F}^* = \text{grad}\mathbf{E}\mathbf{p}$ eredő erő is hat, ami ugyan nagyon kicsi, de a hozzá tartozó $\mathbf{M}^* = \mathbf{r} \times \text{grad}\mathbf{E}\mathbf{p}$ forgatónyomaték éppen kompenzálja az erőpár $\mathbf{M} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$ forgatónyomatékát.

Írásunkat egykori kollégánk és idősebb barátunk, *Párkányi László* (1907–1982) emlékének ajánljuk, születésének 100. és halálának 25. évfordulója alkalmából.



1. ábra. „Pillanatfelvételek” arról a folyamatról, amikor két gyerek, akik gumimatracon napoznak a Balatonon, oldalirányban szétlökik egymást. Jól megfigyelhető, hogy mindkét matrac ugyanabban az irányban kezd forgani. (T a forgás periódusideje.) Sérül a perdület-megmaradás tétele!

Amikor két dipólus hat kölcsön, a helyzet még bonyolultabbá válik. Tetszőleges térbeli elhelyezkedésű dipólusok esetén az erők és forgatónyomatékok szemléletes végigkövetése majdhogynem lehetetlen (legalábbis a szerzőknek). A két dipólus közötti erőhatást meglehetősen hosszú képlet írja le (l. alább). A képlet diszkussziójából látható, hogy az egyik dipólus által a másikra kifejtett erő -1 -szerese a másik dipólus által az egyikre kifejtett erőnek, eleget téve Newton harmadik törvényének.

Foglaljuk össze a dipól–dipól kölcsönhatást leíró legfontosabb összefüggéseket:

A koordináta-rendszer origójában lévő \mathbf{p}_1 dipólus terében a potenciál az \mathbf{r} helyen:

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} (\mathbf{p}_1 \mathbf{r}).$$

Ugyanitt a térerősség:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \left[\frac{3}{r^2} (\mathbf{p}_1 \mathbf{r}) \mathbf{r} - \mathbf{p}_1 \right].$$

Az elektrosztatikus tér \mathbf{E} térerősségű helyén lévő \mathbf{p}_2 dipólus helyzeti energiája:

$$W_{pot} = -(\mathbf{p}_2 \mathbf{E}).$$

Ugyanitt a \mathbf{p}_2 dipólusra ható erő:

$$\mathbf{F} = -\text{grad} W_{pot} = \text{grad}(\mathbf{p}_2 \mathbf{E}).$$

Homogén térben ez nyilván nulla, inhomogén térben azonban majdnem mindig hat erő a dipólusra. (Viszont nem hat erő, mert zérus a térerősség, például két azonos előjelű és nagyságú ponttöltés által létesített inhomogén térben a töltéseket összekötő szakasz felezőpontjában, ahol is a potenciálnak szélsőértéke van.)

A \mathbf{p}_1 dipólus elektrosztatikus terében tehát a \mathbf{p}_2 dipólus helyzeti energiája:

$$W_{pot} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \left[(\mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2) - \frac{3}{r^2} (\mathbf{p}_1 \mathbf{r}) (\mathbf{p}_2 \mathbf{r}) \right].$$

Ugyanitt a \mathbf{p}_2 dipólusra a \mathbf{p}_1 dipólus által kifejtett erő:

$$\mathbf{F}_{2(1)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3}{r^5} \left[(\mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2) \mathbf{r} + (\mathbf{p}_1 \mathbf{r}) \mathbf{p}_2 + (\mathbf{p}_2 \mathbf{r}) \mathbf{p}_1 - \frac{5}{r^2} (\mathbf{p}_1 \mathbf{r}) (\mathbf{p}_2 \mathbf{r}) \mathbf{r} \right] = -\mathbf{F}_{1(2)}.$$

A dipólusok az elektrosztatikában a szigetelők (dielektrikumok) tárgyalásánál jutnak fontos szerephez, bárhogyan is szeretné az ember megkerülni őket. Csak ritkán akad valamilyen kerülő út: homogén és izotrop dielektrikumok esetén még mindig segítségül hívhatjuk a jó öreg Coulomb-törvényt, alig kell rajta módosítanunk. Inhomogén, illetve anizotrop dielektrikumokban azonban nagyon bonyolulttá válik a helyzet.




Hasonlóképpen megkerülhetetlen a dipólusokkal való számolás a magnetosztatikában, mivel mágneses pólusok a természetben nincsenek. Egy köráram olyan mágneses dipólusként viselkedik, amelynél a mágneses dipólusmomentum nagysága az áram és a terület szorzata, és még egy árammal átjárt szolenoid is tekinthető – messziről nézve – mágneses dipólusnak, érdemes tehát megbarátkozni a dipól–dipól kölcsönhatással.

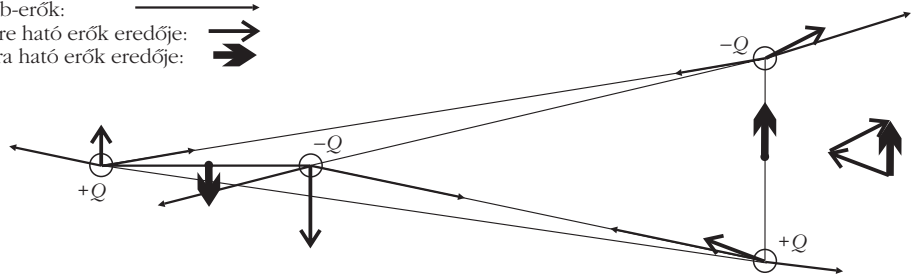
Erről, a dipól–dipól kölcsönhatás egy speciális esetéről szól az első kiegészítés.

Dipól–dipól perpetuum mobile (R. Gy.)

Fiatal tanársegédként sokszor maradtam bent késő estig a tanszéken, különösen akkor, ha a másnapi kísérleteket készítettük elő Nagy Elemér vagy Párkányi László előadására. Schusztter Ferencsel együtt Hajdu Jánostól tanultam a kísérletezés csínját-bíjját. Az egyik ilyen alkalommal ők ketten már hazamentek, én még bent maradtam, hogy felkészüljek a másnapi számolási gyakorlatra. Elektrosztatika volt soron, a dipólus terét terveztem meghatározni a Gauss-főhelyzetekben: a két ponttöltésen átmenő egyenes mentén, valamint a töltéseket összekötő szakasz felező merőlegesén, adott r távolságban. Eltűnődünk majd az eredményen: milyen érdekes, hogy mindkét főhelyzet-

ben a dipólmomentummal párhuzamos a térerősség, de, ha ugyanolyan messze lévő pontokat hasonlítunk össze, akkor a dipólus tengelyén fekvő pontban kétszer akkora a térerő, mint a dipólusra merőlegesen, ugyanakkora távolságban. Mit lehetne ebből még kihozni? Támadt egy ötletem.

Coulomb-erők: 
töltésekre ható erők eredője: 
dipólusra ható erők eredője: 



2. ábra. Azonos síkban, egymásra merőlegesen álló elektrosztatikai dipólusok kölcsönhatása. A ponttöltések közti Coulomb-erők centrálisak, a dipólusok közti erőhatás azonban nem az. Mindkét dipólusra forgatónyomaték, mégpedig azonos irányú forgatónyomaték hat. E két forgatónyomaték összegét kompenzálja a dipólusokra ható eredő erők által alkotott erőpár forgatónyomatéka.

Vegyünk két olyan dipólust, amelyek egymásra merőlegesek. Mindkettő forgatónyomatékot fejt ki a másikra. Mindkettő helyén a térerősség merőleges az ottani dipólmomentumra. Csakhogy az egyik esetben a térerő kétszerese a másiknak! Akkor pedig erre a dipólusra ható forgatónyomaték is kétszerese a másiknak. A két dipólusból álló rendszerben az eredő forgatónyomaték tehát nem nulla?!

Az ki van zárva! – mondtam magamban, csak azt nem értettem, hogy hol a hiba a gondolatmenetben. Sebaj, azért vagyok kísérleti fizikus, hogy ellenőrizzem a dolgot. Vettem két egyforma rúd-mágnesset, felerősítettem ezeket egymásra merőleges helyzetben egy vízszintes fatalpra, az egészet pedig felfüggesztettem fonállal egy magas állványra és vártam.

Vártam egyrészt arra, hogy hátha eszembe jut a paradoxon feloldása, másrészt vártam arra, hogy megálljon a rendszer. Ez ugyanis egyre gyorsabban forgott, ahelyett, hogy megállt volna. Az izgalomtól elfáradva ültem le a székre, s néztem, néztem a becsavarodó fonalat. És akkor megjött a mentő ötlet: Hát persze! A fonal, amire felfüggesztettem a rendszert, közönséges cérna volt. És mivel a cérna is sodrott fonal, a megfeszítés hatására elkezdett kicsavarodni... Rájöttem a rejtélyes forgás okára. De mi a feloldása az eredeti dipól–dipól paradoxonnak?

Aki jobban utánagondol, azt nemcsak az készletű csodálkozásra, hogy az egyik forgatónyomaték kétszerese a másiknak, de hamarosan rájön arra is, hogy a két forgatónyomaték ugyanolyan irányú! Vagyis nemcsak hogy nem kompenzálják, hanem még erősítik is egymást!

Érdemes lerajzolni és tanulmányozni két azonos síkú, egymásra merőleges állású, elektrosztatikai dipólus kölcsönhatását (2. ábra).

Nos, áruljuk el a megoldást: a dipólusok tere inhomogén, s így mindkét dipólusra nemcsak erőpár, hanem eredő erő is hat. Ez ugyan kicsi, a dipólusok távolsága viszont nagy, így kompenzálhatja ezen két eredő erőből álló erőpár forgatónyomatéka a másik kettő összegét.

Nézzük meg ezt konkrétan! Vegyük fel például a \mathbf{p}_1 és \mathbf{p}_2 egymásra merőleges momentumú dipólusokat úgy, hogy a második dipólus az első irányában, tőle r távolságra legyen. Ekkor a második dipólusra ható erő \mathbf{p}_2 irányú lesz, mégpedig a számolás eredménye szerint:

$$\mathbf{F}_{2(1)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3p_1}{r^4} \mathbf{p}_2.$$

Az első dipólusra ható erő ennek -1 -szerese, vagyis az első dipólusra ható erő erre a dipólusra merőleges és $-\mathbf{p}_2$ irányú,

$$\mathbf{F}_{1(2)} = -\mathbf{F}_{2(1)},$$

és a két erő hatásvonala egymástól r távolságra van.

A részletszámítások mellőzésével a további eredmények:

Az első dipólusra ható erőpár forgatónyomatéka:

$$\mathbf{M}_{1(2)} = \mathbf{p}_1 \times \mathbf{E}_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \mathbf{p}_2 \times \mathbf{p}_1.$$

A második dipólusra ható erőpár forgatónyomatéka:

$$\mathbf{M}_{2(1)} = \mathbf{p}_2 \times \mathbf{E}_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} 2\mathbf{p}_2 \times \mathbf{p}_1.$$

A két dipólus helyén fellépő $\mathbf{F}_{1(2)}$, illetve $\mathbf{F}_{2(1)}$ erők alkotta erőpár forgatónyomatéka:

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} 3\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2.$$

A három forgatónyomaték összege tehát zérus, ahogy azt vártuk is.

Mi a helyzet akkor, ha a töltések nem vákuumban, hanem dielektrikumon-dielektrikumban helyezkednek el? Erről szól a második kiegészítés.

Anizotróp dielektrikum (T. G.)

Ha a hangyák fejlesztették volna ki a fizikát, akkor a felületi feszültség tulajdonságai előbb lettek volna tisztázva, mint a gravitáció, mert számukra az a fontosabb. Egy hangya, ha beleragad egy vízcseppbe, a felületi feszültség olyan erősen odaköti, hogy nem képes elmenekülni. Leesve az emeletről semmi baja nem lesz. Hasonló ok miatt nem találjuk meg tankönyvekben az anizotróp közegek elektrosztatikáját, de az anizotróp közegek fénytörése, vagyis a kettős törés, minden optikakönyvben szerepel.

Az optikai kettős törés akkor jön létre, ha az átlátszó anyag polarizálhatósága különböző irányokban más és más. Az elektromos tér polarizálja a szigetelőt, de, mivel minden komponens másképpen polarizál, a polarizáltság iránya nem mindig esik egybe az elektromos mező irányával. Mindig van három egymásra merőleges irány, a polarizálhatóság sajátirányai, amely irányokban éppen abba az irányba polarizálódik az anizotróp szigetelő, amerre az elektromos tér mutat. Ezeket az irányokat véve koordináta-rendszerünk tengelyeinek,

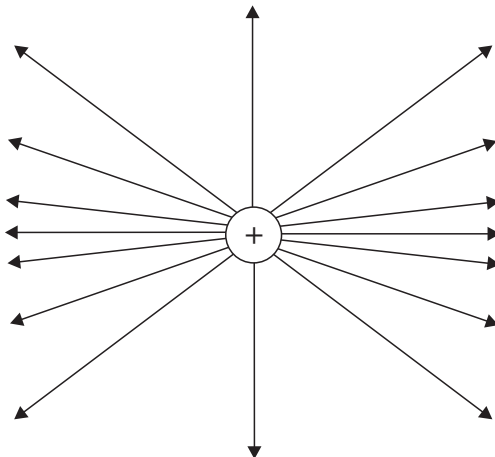
$$D_x = \epsilon_x E_x; \quad D_y = \epsilon_y E_y; \quad D_z = \epsilon_z E_z.$$

Az anizotróp kristályt azért nevezik kettős törő anyagnak, mert rajta keresztül általában kettősen látjuk a világot. Ezen kívül érdekes tulajdonsága, hogy ha az anizotróp kristályra eső fény az x irányból jön, mivel a fény transzverzális hullám, az elektromos tér erő az y - z síkban rezeg. Ha éppen az y irányban rezeg, akkor a fény terjedési sebességét ϵ_y határozza meg, ha z irányban, akkor ϵ_z . Ennélfogva e két polarizált fény között a hullám előrehaladtával fáziskülönbség lesz. Érdekes eset, ha a kristály éppen olyan vastag, hogy a két különbözően polarizált fény között az útkülönbség a vákuumbeli hullámhossz negyede. Ekkor az a beeső fény, mely az y - z között éppen 45 fokban polarizált, körkörösén, azaz cirkulárisan polarizált fényt eredményez a kimeneten. Ha a vastagság ennek duplája, azaz az útkülönbség éppen félhullámhossz méretű, akkor az előbb említett beeső fény polarizációs síkját a kristály éppen 90 fokkal fordítja el.

Hasonló, érdekes kettős törési jelenségek fordulnak elő a mikrohullámú technikában is.

A gyakorlat tette szükségessé az anizotróp szilárd anyagok rugalmasságának kidolgozását. Az ottani módszereket használva meghatározhatjuk a Coulomb-törvényt anizotróp dielektrikumra. Ebben az esetben a dielektromos együttható már nem skalár, hanem tenzor jellegű mennyiség. A Maxwell-egyenletek meghatározzák a térerősséget és az elektromos eltolás vektorát is. Az elektromos eltolás vektora

3. ábra. Az elektromos eltolás erővonalai anizotróp közegben



$$\mathbf{D} = \frac{Q}{4\pi \sqrt{\det(\epsilon)}} \frac{\mathbf{r}}{(\mathbf{r} \epsilon^{-1} \mathbf{r})^{3/2}}.$$

Ez egy centrális vektortér, az erővonalak radiálisan haladnak a töltésből, az anizotrópiát csak az jelzi, hogy az eltolás vektorának nagysága egy – közép-pontjában a töltéssel – gömbön nem állandó, a sugaras erővonal sűrűség változó. Olyan, mint egy középen marokra fogott vesszőköteg vagy mint a macska bajusza (3. ábra). Az erőhatást a térerő határozza meg, amely már nem lesz centrális, azaz a Coulomb-törvény anizotróp esetben a következő alakú:

$$\mathbf{F}_{1(2)} = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi \sqrt{\det(\epsilon)}} \frac{\epsilon^{-1} \mathbf{r}_{12}}{(\mathbf{r}_{12} \epsilon^{-1} \mathbf{r}_{12})^{3/2}},$$

ahol $\mathbf{F}_{1(2)}$ a Q_2 ponttöltés által a Q_1 ponttöltésre ható erőt jelenti. Az $\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ vektor a Q_2 töltéstől a Q_1 -re mutat.

A fenti egyenleteket vektoros jelöléssel írtuk fel. Az elvontabb jelölés egyszerűsíti ugyan a képleteket, de elvonja a figyelmet lényeges összefüggésektől. Amennyiben koordináta-rendszerünket a fent említett módon vesszük fel, az eltolás vektora és a Coulomb-törvény a következő lesz:

$$D_x = \frac{Q}{4\pi \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z}} \frac{x}{\left(\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z}\right)^{3/2}};$$

$$F_x = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z}} \frac{x/\epsilon_x}{\left(\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z}\right)^{3/2}};$$

$$D_y = \frac{Q}{4\pi \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z}} \frac{y}{\left(\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z}\right)^{3/2}};$$

$$F_y = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z}} \frac{y/\epsilon_y}{\left(\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z}\right)^{3/2}};$$

$$D_z = \frac{Q}{4\pi \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z}} \frac{z}{\left(\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z}\right)^{3/2}};$$

$$F_z = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z}} \frac{z/\epsilon_z}{\left(\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z}\right)^{3/2}};$$

Ha a két ponttöltést összekötő egyenes a dielektromos tenzor sajátirányába esik, akkor az erő centrális lesz. A többi irányban is megegyezik a két erő nagysága, irányuk pedig ellentétes, azaz Newton harmadik törvénye teljesül, de a két erő hatásvonala nem esik egybe, hanem csupán párhuzamos egymással, így a két erő erőpárt alkot.

Amint említettük, a perdület megmaradása a tér izotrópiájának következménye. A kérdés tehát az, hogy most is izotróp-e a tér. A két ponttöltés meg akarja csavarni a dielektrikumot. Ez a dielektrikum is rendszerünk tagja, forgásba is jöhet, tehát a dielektrikum anizotrópiája nem rontja le a perdület megmaradását.

A paradoxon megint megjelent, de most már tudjuk, miként kell keresnünk a megoldást. Az erőhatás nem a két töltés közötti kölcsönhatás, hanem a fizikai rendszer a két töltés és a sok-sok dipólusból álló dielektrikum alkotja. Ezek a dipólusok a tér hatására elfordulnak, ezáltal létrehoznak egy teret, és a töltés teret ezek módosító hatásával együtt vesszük figyelembe.

Ha a két töltés a szilárd dielektrikumhoz van rögzítve, akkor ez az erőpár a dielektrikumot akarja elfor-

gatni. Ezekre a dipólusokra is hat a megfelelő forgatónyomaték ugyanabból a két okból, amelyeket fent említettünk. A dipólusok helye kötött a szilárd dielektrikumban, így kialakul egy helyről helyre változó belső feszültség is, amely a forgatónyomatékot közvetíti a dielektrikum egyik pontjától a másikig.

Az ilyen dielektrikumban a mechanikai feszültség sajátos. Molekuláról molekulára, atomról atomra nemcsak az erő adódik át, hanem forgatónyomaték is. Ezt a forgatónyomatékot egy forgatónyomaték feszültségi tenzorral írják le. Ezt a tenzort, a most nem szimmetrikus feszültségtenzor antiszimmetrikus része hozza létre. Itt nem a szokásos deformációs egyenletekkel találkozunk, hanem egy sokkal gazdagabb, változatosabb világgal.

Ha a két töltés elmozdulhat, akkor ugyanúgy nincs eredő forgatónyomaték, de mind a dielektrikum, mind a ponttöltések mozogni kezdenek, mégpedig úgy, hogy a perdületek összege nulla marad.

A ismertetett példák egyszerűek voltak, mégis elég bonyolult átgondolni bennük a forgatónyomatékok hatását. Közben azt is megértjük, miért találjuk néha „misztikusnak” a forgó rendszerek viselkedését.

KÖNYVESPOLC

Inzelt György: VEGYKONYHÁJÁBAN SZINTÉN MEGTESZI A KÉMIÁRÓL ÉS MÁS DOLGOKRÓL Akadémiai Kiadó, Budapest, 2006. 348 o.



A szokásos ismeretterjesztő munkáktól több tekintetben is eltér Inzelt György könyve. Mindenek előtt „nem ijed meg” képletek, egyenletek, bonyolult grafikonok közlésétől sem,¹ ugyanakkor történelmi (pl. az angol–német–oros uralkodói családok összefonódása), nyelvészeti (pl. az angol nyelv kialakulása) és a számos szépirodalmi idézet Homérosztól Goethén, Arany Jánoson keresztül József Attiláig (maga a könyv címe is *Madách*-idézet), sőt még képzőművészeti utalások is (*Rubens*, *Veronese* képei) gazdagítják a művet.

Miről is szól tulajdonképpen a könyv? Minden érthetővé válik, ha azt mondjuk, hogy a könyvnek azt a címet adjuk, hogy „fejezetek a fizikával összefonódott kémia történetéből”. A szerző maga fizikokémikus, az elektrokémia aktív művelője, de már a fentiekből is világos, hogy látóköre igen széles, és nemcsak a természettudományokban.

Miről is szól tulajdonképpen a könyv? Minden érthetővé válik, ha azt mondjuk, hogy a könyvnek azt a címet adjuk, hogy „fejezetek a fizikával összefonódott kémia történetéből”. A szerző maga fizikokémikus, az elektrokémia aktív művelője, de már a fentiekből is világos, hogy látóköre igen széles, és nemcsak a természettudományokban.

A fejezetek közül az első a súllyal, a tömeggel, továbbá ezek mérésével és mértékegységeikkel foglalkozik, majd „színkémia” következik kiterővel a tudomány és az ipar társadalmi hatásaira.

Egy másik fejezetben is visszatér még az ipar kérdésére a fenntartható fejlődéssel kapcsolatban, és utalva az úgynevezett „zöld” technológiák fontosságára így fogalmaz: „...a XIX. század második felében a vegyészek elkezdtek színezékeket, gyógyszereket, fehérítő-, tisztító- és fertőtlenítőszeret, műtrágyákat előállítani, majd a XX. században polimereket, vitaminokat, antibiotikumokat és még hosszan sorolhatnánk”.

Nem fogunk itt sorrendben mind a tizenegy fejezetten végigmenni, inkább csak egyes fontosabb témákról, néhány benyomásunkról számolunk be a következőkben. Így megemlítjük, hogy szó van olyan aktuális kérdésekről, mint az úgynevezett tüzelőanyag-elemek, amelyek a „hidrogén-energetika” bevezetésében alapvető jelentőségűek – természetesen belehelyezve az elektrokémiai áramforrások fejlődéstörténetébe és ezek családjában történő elhelyezkedésére –, de történik kitérés a napenergia hasznosításra, valamint külön fejezetben a szívritmus-szabályozóra

¹ Bár ezek kihagyásával is élvezhető a mondanivaló.

(pacemaker), amely a fizika, a kémia és az orvostudomány közös erőfeszítésének az eredménye.

A mosás, a mosakodás témakörében nemcsak a szappangyártás fejlődéséről van szó, de – többek között – a mosógépek történetéről is. Bizony megdöbben az olvasó, hogy néhány évtized alatt mi minden történt csak ezen a területen: akár két-három nemzedékkel ezelőtt ki hallott egyáltalán mosógépről, nem is beszélve a modern mosószerokról.

Még korábban szó esik a szagokról, azok „generálásáról”, természetes és mesterséges észlelésükről és, természetesen, „szagtörténelemről, szagirodalomról és szagnéprajzról”.

Egészen más téma az úgynevezett fizikai és kémiai állandók területe, ezek tényleges állandósága és változásai, főleg a pontosabb mérési módszerek alkalmazása következtében.

Szomorú fejezet a robbanóanyagok és a tűzfegyverek története és egyáltalán a katonai alkalmazások, ugyanakkor nagyon érdekes ezek hatása a történelemre. 1915. április 22-én a később Nobel-díjas kémikus, *Fritz Haber* maga is „...kiment a frontra 5730 gáztartállyal, melyek összesen 1700 tonna klórgázt tartalmaztak. Amikor a szél az ellenséges lövészárkok felé fúj, kiengedték a gázt. A sárgásfehér gázfelhő elérte a francia állásokat. Tízezer katona halt meg rettenetes szenvedések között, vagy vált egész életre rokkanttá”.

Az új transzurán elemek felfedezésének történetében ténylegesen elválaszthatatlanul összefonódik a fizika és a kémia szerepe. Ezek elnevezése külön érdekességeket produkál. Ezt a kérdést tovább boncolja a 12. fejezetben, amely öt tudós életrajzáról, küzdel-

meikről és eredményeikről szól (*Lise Meitner, Polányi Mihály, Erdély-Grúz Tibor, Max Volmer, A.O. Beckman*). Megtudjuk Lise Meitner szerepét az uránhasadás felfedezésben, amit eléggé elhallgattak, de végül is a 109. elemet róla nevezték el: *meitnerium* néven.

A klímaváltozás ma annyira a közérdeklődés előterében álló kérdésében meglehetősen kritikus álláspontot foglal el. Kétségtelenül van kapcsolat a középhőmérséklet és a CO₂ felszaporodása között a légkörben, de a korreláció nem tökéletes (a múlt század negyvenes évei és a hetvenes évek vége között pl. a középhőmérséklet csökkent). „Kétségtelenül vannak rossz jelek, ilyenek a sarki jégtakaró vagy a gleccserek olvadása. Azonban igen bonyolult folyamatokról van szó, és a globális felmelegedéssel kapcsolatos világvége-víziókat óvatosan és kritikával kell kezelni.” A recenzens osztja ezeket a kételyeket, és nagyon sok kutató, akik a széndioxid-kibocsátás csökkentése mellett foglalnak állást, bizonyára úgy gondolkoznak, hogy tegyük meg ezt (vagyis a széndioxid-kibocsátás csökkentését), mert ebből „baj nem lehet”.

A tájékozódást nagyban megkönnyíti, hogy mind a szövegben, mind a könyv végén található névmutatóban az egyes nevek után zárójelben fel van tüntetve a születés és a halálozás éve. Ugyancsak a könyv végén található az ajánlott irodalom jegyzéke, amelynek egyik részében csak magyar nyelvű munkák szerepelnek, a másikon viszont a világhálón található címek vannak megadva. Végül nem hallgathatjuk el, hogy a kitűnő tartalomhoz nagyon méltatlan a könyv papírája és egyáltalán a kivitele.

Berényi Dénes

Vincent Icke: CHRISTIAN HUYGENS – JÖVŐ A MÚLTBAN

Typotex, Budapest, 2007. 59 o.



A szép kivitelű, nagy alakú, ízléses kiadvány egy lelkes fizikus műve, aki úgy gondolja, hogy fizikátörténetünkben *Huygens* nincs a helyén. „Szenvedélyem a fizika, a fizikátörténet hősei közül pedig Huygenst érzem magamhoz a legközelebb” – írja a szerző az előszóban. Később még arról is vall, hogy Huygenst, aki a XVII. században élt (1629–

1695), a maga részéről a legnagyobb fizikusnak tartja.

Lényegében Huygens két jelenségkörben elért eredményeivel foglalkozik: a golyók (hajók) ütközésével és csillagászati felfedezéseivel (Szaturnusz, Orionkőd), pedig tudjuk, hogy több más területen is jelentős hozzájárulásokat tett (pl. fény hullámelmélete, ingákaórák vagy a valószínűségszámítás megalapozása). Erre különben utal is a szerző, amikor azt írja: „Róla [Huygensről] és műve kis szeleteiről szólok most...”.

Icke hangsúlyozza, hogy a mozgások (golyók, hajók ütközése) tanulmányozása révén Huygens felfedezte a relativitás elvét. „Motus inter corpora relativus tantum est.” – idézi Huygenst. Majd ezt írja: „...vegyük észre, hogy nem azt írja: »motus corporum«, a tárgyak mozgása, hanem »motus inter corpora«, a tárgyak kölcsönösen egymáshoz viszonyított mozgása”. Továbbá: „a testek egymáshoz viszonyított mozgása »tantum«, minden tekintetben relatív”.

Majd ismét Huygenst idézi: „...véleményem szerint mozgás és nyugalmi állapot csak viszonylagosak lehetnek és ugyanarról a tárgyról, amelyről néhányan azt mondják, hogy nyugalmi állapotában van, elmondhatjuk, hogy más tárgyakhoz képest pedig mozog, ily módon pedig az egyik mozgás semmivel sem valószínűsőbb a másiknál”. Ehhez könyvünk szerzője még hozzáteszi: „Ha magáról a tárgyról szeretnénk leolvasni, hol van, és milyen sebességgel halad, akkor egy másik mindenséget kell keresnünk magunknak.”

Huygens fedezte fel a Szaturnusz Titán nevű holdját és a Szaturnusz-gyűrűket, amelyeket mások „füleknek” vélték. A szerző összeveti Huygens eredeti rajzait (és nem csak a Szaturnuszra vonatkozókat) a mai űrszondákkal nyert fényképekkel. Huygens megfigyelései, rajzai rendkívül pontosak, és ez érvényes az Orion csillagképre vonatkozó felfedezéseire, pontosabban a köd közepén trapéz alakban elhelyezkedő négy csillagra is. Icke a gyűrű bizonyos tulajdonságainak részleteire is kitér, és itt saját kutatásait is beleszővi a tárgyalásba.

Huygens eredményeinek tárgyalása során Icke rámutat a fizika - és azon belül a mechanika – befejezetlenségére még napjainkban is. „...a klasszikus mechanika, amelyet mindig mint valami nagyon kézzelfogható és érthető dolgot tálalnak, közel sem olyan egyszerű. Az igazi fizikus éppen a mechanikával nem tud betelni soha, »szépség és vigasz forrása« a számára éppen azért, mert a hétköznapi dolgok a kézzelfoghatóság csalóka látszatát képesek kelteni.”

Berényi Dénes

HÍREK – ESEMÉNYEK

AZ AKADÉMIAI ÉLET HÍREI

Kezdeményezés akadémiai tévécsatorna indítására

A magyar tudomány médiajelenlétének erősítése érdekében önálló hazai tudományos tévécsatorna indítását kezdeményezte *Fábri György*, az MTA kommunikációs igazgatója.

Egy magyar tudományos csatorna indításának tervei közel egy éve fogalmazódtak meg. A csatorna létjogosultságát indokolja a *Mindentudás Egyeteme* sikere, és a gyakorlati tapasztalatok mellett a médiajelenlét fontosságát támasztották alá a Tudástársadalom Alapítvány keretében tavaly megvalósított tudománykommunikációs kutatási projekt eredményei is: professzionális és tartós televíziós, valamint digitális tudományprezentációra van szükség. Az előzetes tárgyalások azt mutatják, hogy egy professzionális médiakommunikációs vállalkozás szolgáltatásai iránt az MTA kutatóintézetei is komoly érdeklődést mutatnak.

Az új tematikus csatorna kínálatában a tervek szerint újszerű tudományos műsorok szerepelnek majd. Az akadémiai kutatóintézeteket bemutató sorozat első darabjait már leforgatták, ezeket a Duna Televízió már vetítette is, de készül majd tudós talkshow, tudományos klip, tudományvizualizációs vetélkedő, és

rendszeres tudományos híradó-magazin is. Üzenetére lesz annak, hogy a magyar fiatalok a kiváló amerikai, angol, német, japán tudományos ismeretterjesztő filmek mellett azt látják, hogy lehet Magyarországon, magyar kutatóhelyeken is tudományt művelni. Emellett a televízió felületet nyújt majd a *Mindentudás Egyeteme* előadásai számára, valamint újabb forrásokat kíván teremteni a program további fejlesztéséhez.

A magyar tudományos tematikus csatorna sok akadémikus és akadémiai kutató támogatását tudhatja maga mögött, szoros az információs és szakmai kapcsolat. A Zrt. stratégiai irányítását is vezető akadémikusokból álló grémium végzi, a részvénytársasági forma azonban garantálja, hogy a gazdálkodást illetően az MTA semmiféle felelősséget nem visel.

Az Akadémiai Tudásmédia Zrt.-t vezérigazgatóként *Fábri György*, az MTA kommunikációs igazgatója 2007 őszéig jegyzi, ebben az átmeneti időszakban feladata a befektetők szervezése mellett a cég operatív vezetőjének megtalálása. Az akadémiai televízió a tervek szerint 2007 őszétől kezdi meg a műsorsugárzást.

A TÁRSULATI ÉLET HÍREI

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Tisztújító Küldöttközgyűlése

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2007. május 19-én tartotta küldöttközgyűlését az Eötvös Loránd Tudományegyetem TTK látványos Fizikai épületében.

A napirend előtt *Hraskó Péter* tartott tudományos előadást *A NASA új űrkísérlete a relativitáselmélet ellenőrzésére* címmel (*Fizikai Szemle* 57(2007) 181–183).

A jelenléti ív szerint a Tisztújító Közgyűlés határozatképes volt, 51 küldött volt jelen a 74 fős létszámból.

A Közgyűlés napirendjén szerepeltek: elnöki, főtítkári beszámoló és a Felügyelő Bizottság jelentése; tisztújítás: főtítkár, alelnökök, főtítkárhelyettesek, fel-

ügyelő bizottsági tagok megválasztása; tiszteleti tag megválasztása és társulati díjak átadása.

Patkós András, az ELFT leköszönő elnöke ismertette az elmúlt év legfontosabb eredményeit. A Társulatban folytatott tanári továbbképzés eredményei között kiemelt jelentőségű: • a Debreceni Egyetem példája alapján a PhD programokban a tanárok fokozatszerzési lehetőségének támogatása és elősegítése az oktatásfejlesztési és szakmódszertani munkák állami támogatásával, az ilyen értekezések elbírálásával; • a fizika érettségi vizsgák méltó szakmai színvonalának biztosítása; • tanulmányút fizikatanárok számára a CERN kutatóközpontban; • fizika tanulmányi versenyek támogatása általános és középiskolai szinten; • az igen színvonalas 50. Középiskolai Fizika Tanári Ankét Szegeden; • a Science on Stage program hazai rendezvényei.

A Társulat szélesebb társadalmi jelenlétét jelzi, esetenként biztosítja a *Fizikai Szemle* igényes megjelenése, a Csodák Palotájához hasonló *Tudásbázis* támogatása és működtetése hálózatszerűen az ország nagyobb városaiban.

Kovács Ádám főtítkárral ismertette a Társulat közhasznúsági jelentését, ezen belül a 2006. évi gazdálkodás fő elemeit, valamint a beszámolóban a szakmai tevékenységről szóló részét. A mérleg 99 eFt eredménnyel zárt, a személyi ráfordítások csökkentek, sajnos a személyi jövedelemadó 1%-ának felajánlásából befolyt összeg is csökkent. A pozitív mérleget a pályázatok, felajánlások, külföldi támogatások biztosították. A főtítkárral ismertette a 2007. évre vonatkozó költségvetési tervet, amely kisebb főösszegekkel szerkezetében, arányaiban a korábbi évek költségvetéséhez hasonló.

Wojnarovich Ferenc, a Felügyelő Bizottság elnöke bejelentette, hogy a Bizottság mind a közhasznúsági jelentést, mind a 2007. évi költségvetési tervet átvizsgálta, mindent szabályosnak talált. A Társulat 2006. évi tevékenysége az alapszabályban foglaltaknak mindenben megfelelt.

A beszámoló jelentések után vita következett, a sugárvédelmi szakcsoport munkájának fontosságáról, a taglétszámról, tagdíjfizetési fegyelemről és az SzJA 1% felajánlásáról.

A vita után a külön-külön lefolytatott nyílt szavazás során a Küldöttközgyűlés egy-egy tartózkodással elfogadta a Felügyelő Bizottság jelentését, a Társulat 2006. évi közhasznúsági jelentését, valamint a 2007. évre vonatkozó költségvetését.

Anyagtudományi őszi iskola

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Anyagtudományi Szakcsoportja ebben az évben is (Gyöngyöstarján, október 1–3.) megrendezi őszi iskoláját *Mágneses anyagok, mágneses anyagvizsgálat* címmel. Az iskola a mágnesség új anyagain, vizsgálati módszerein, elméleti eredményein túl a mágneses anyagvizsgálat témakörét is fel kívánja ölelni.

A szavazás után az elnökség visszaadta tisztjét, de annak a tavalyi küldöttközgyűlésen kiválasztott tagja, *Sólyom Jenő* elnökként lép be a Társulat Elnökségébe.

A tisztújítás során a Küldöttközgyűlést *Gyulai József*, a Jelölő Bizottság elnöke vezette. A főtítkári és alelnöki tisztségekre javasolt jelöltek listájának ismertetése és elfogadása után az elrendelt szünetben lefolytatott titkos szavazás eredménye:

Főtítkárral: *Kádár György* (51 szavazat).

Alelnökök: *Kovács Ádám* (29), *Mester András* (39), *Sükkösd Csaba* (34) és *Patkós András* (leköszönő elnök, hivatalból).

Hasonlóképpen történt a főtítkárhelyettesek, majd a felügyelő bizottsági tagok választása. Az eredmények:

Főtítkárhelyettesek: *Csákány Antalné* (25), *Kanyár Béla* (21), *Móróné Tapodi Éva* (29), *Wojnarovich Ferenc* (39).

A Felügyelő Bizottság tagjai: *Härtlein Károly* (35), *Kotek László* (35), *Kajcsos Zsolt* (26), *Ádám Péter* (37) és *Varga Gáborné* (35).

Patkós András a leköszönő Elnökség nevében előterjesztést tett *Montvay István* tiszteleti taggá választásáról, amely a Közgyűlés hatásköre. A Közgyűlés 48 szavazattal ellenszavazat nélkül *Montvay Istvánt* az Eötvös Loránd Fizikai Társulat tiszteleti tagjává választotta.

Sólyom Jenő elnök a társulati díjak ismertetésével és átadásával lépett tisztségébe. A díjazottak:

Gnädig Péter, Marx György Felsőoktatási Díj,
Hraskó Péter, Prométheusz Érem,
Hajdú Györgyné, Eötvös Plakett,
Lakatos Tibor, Eötvös Plakett.

A *Fizikai Szemle* nívódíjai:

Tél Tamás, Mindentudás az iskolában 2005. évben legjobb cikk – Különdíj;

Gruiz Márton, Mindentudás az iskolában 2005. évben legjobb cikk – Különdíj;

Tél Tamás, Mindentudás az iskolában 2006. évben legjobb cikk – Különdíj;

Mibály György, 2006. évi legjobb cikk.

A *Fizikai Szemle* főszerkesztője, *Németh Judit* az év végén leköszön. A Jelölő Bizottság egyelőre nem tudott új jelöltet javasolni. 2008 januárjától a következő közgyűlésig az Elnökség ideiglenes megbízást ad a főszerkesztői tisztségre.

Sólyom Jenő elnök zárszavában megköszönte az elmúlt év munkáját, és a Küldöttközgyűlést berekesztette.

Kádár György

gozó kollégák jelentkezését. Várjuk azokat az előadókat is, akik esetleg az iskola tematikus programjához szorosan nem kapcsolódó, ám jelentős, új anyagtudományi kutatási eredményről szeretnének beszámolni.

Kérjük, hogy az előadók, kutatócsoportok jelentkezésüket az alábbi e-mail címek valamelyikére továbbítsák, az előadások címének és a résztvevők várható számának megjelölésével: *Szabó István*, iaszabo@tigris.unideb.hu vagy *Ujfalussy Balázs*, bu@szfki.hu.

HÍREK A NAGYVILÁGBÓL

A dohány természetes radioaktivitása sokkal nagyobb mint a csernobili faleveleké

Constantin Papastefanou, a thesszaloniki Arisztotelesz Egyetem kutatója a Görögország különböző tájairól összegyűjtött dohánylevelek rádium- és polónium-tartalmából adódó aktivitást vizsgálta és azt tapasztalta, hogy az három nagyságrenddel nagyobb, mint a csernobili reaktorbalesetnél a falevelek cézium-137 szennyezéséből eredő aktivitás. A becslések szerint, ha egy ember naponta 30 cigarettát szív el, akkor egy év alatt 251 mikrosievert sugárdózist kap a természet-

ben előforduló radioaktív izotópoktól, Csernobil esetében ez az érték csak 0,199. Bár a dohányzásból adódó sugárdózis csak egytizede a teljes természetes sugárterhelésnek, Papastefanou szerint az mindenképpen fokozott kockázatot jelent. „Sok kutató úgy gondolja, hogy a dohányzók gyakori, rákban történő elhalálása a dohánylevelek radioaktivitásának, nem pedig nikotin és kátrány tartalmának tulajdonítható” – jelentette ki a görög kutató. (<http://www.nature.com>)

A neutron 75. születésnapjára titkos iratokat hoztak nyilvánosságra

Június 1-jén Londonban a Royal Society egy levelet és egy csomag tudományos kéziratot tárt a nyilvánosság elé, amelyeket a II. világháború alatt titkos helyen elrejtve tartottak. A tudományos dokumentumok a maghasadással kapcsolatos kísérletek leírását és olyan részleteket tartalmaztak, amelyekre atomreaktorok építésénél van szükség. Szerzőjük két francia fizikus, *Hans Halban* és *Lew Kowarski*.

„A háború kitörése véget vetett annak az időnek, amikor a magfizika nyilvános és kollektív tudományos vállalkozás volt” – jegyezte meg *Keith More*, a

Royal Society könyvtára és irattára vezetője. A csomagot kísérő levelet *James Chadwick* angol fizikus írta alá, aki 1932-ben felfedezte a neutronot. „Ezek a cikkek olyan természetűek, hogy jelenleg nem lenne tanácsos őket közzétenni” – írta Chadwick az 1941. december 18-i keltezésű megsárgult levélben.

Az iratokat kilenc hónappal ezelőtt találták meg a Royal Society irattárának mélyén egy dobozban, és úgy döntöttek, hogy azokat a neutron felfedezésének 75. évfordulója alkalmából nyilvánosságra hozzák.

(<http://www.nature.com>)

„Nukleáris tél” – elavult kifejezésnek hangzik, de még nincs vége a veszélynek

Bár az Egyesült Államok és Oroszország a lefegyverkezés keretében sok ezer nukleáris robbanófejet semmisített meg, India, Pakisztán és Észak-Korea ezalatt növelte a készleteit. Egy regionális nukleáris konfliktus *Alan Robock*, a Rutgers Egyetem kutatója szerint csökkentené a globális hőmérsékletet. Az általa vezetett kutatócsoport, az Intergovernmental Panel on Climate Change, egy klímamodell keretében kiszámolta egy „100 Hiroshima” méretű atombomba felrobbanásának a hatását több nagyvárosra – ez körül-



belül egy India és Pakisztán közötti atomháború hatásának felelne meg (*Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 7, p. 2003).

A modellszámítások szerint a robbanások mintegy 5 millió tonna szénhidradékot juttatnának az atmoszférába, és ez a globális hőmérsékletet 1,4 °C-kal csökkentené. Ennek következményeként alacsonyabb szélességeken meg rövidülne a meleg évszakok időtartama, sőt, bizonyos esetekben ezek teljesen meg is szűnnének.

(<http://environment.newscientist.com>)

Héliumhiány veszélyezteti a kutatást és az ipart

Ha nem találnak hamarosan új héliumforrásokat, akkor a világ készlete ebből a nemesgázból veszélyesen lecsökkenhet. Az elmúlt tíz évben az Egyesült Államokban már többen, köztük az Amerikai Fizikai Társulat is, megjósolták, hogy a 21. század elejére világméretben hiány lesz a héliumból, amely, ironikus módon, egyike a Világegyetem leggyakoribb elemeinek. Egy 1996-ban elfogadott szövetségi törvényre hivatkozva, amely rendelkezik a héliumtartalékok felhasználásáról, arra figyelmeztettek, hogy ha egyszer ez a tartalék – amely az amerikai fogyasztás 40%-át, a külföldi fogyasztás 35%-át fedezi – kimerül, többé nem lehet majd pótolni.

A jóslat már kezd beteljesülni, azonban egészen más okokból. Az elmúlt évben a kereslet emelkedése annak volt köszönhető, hogy a gáztermelésben kiesések voltak. A hélium, amely a földi radioaktív bomlás végterméke, gyakran előfordul a földgázból. A finomítók a héliumot a lelőhelyeken kitermelt földgázból, Amerikában főként a texasi és kansasi gázmezőkhöz, 90 K hőmérséklet alá hűtéssel vonják ki. Ekkor a héliumot kivéve minden más gázösszetevő cseppfolyósodik, a hélium elkülöníthető, és tovább hűtve cseppfolyós állapotban állítható elő. Az amerikai szövetségi tartalékon kívül, amely a texasi Amarillo közelében található, néhány másik amerikai olajlelőhelyen is gyártanak héliumot, más külföldi országok, mint például Algéria, Katar, Lengyelország és Oroszország létesítményei mellett.

A jelenlegi hiány oka többek között az, hogy az algériai és katarai források még nem dolgoznak teljes



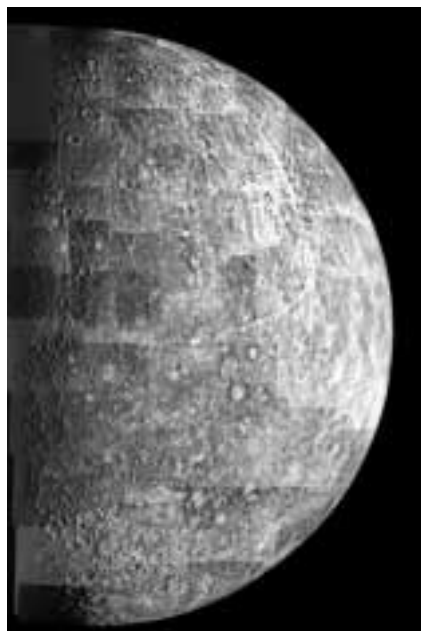
Az ATLAS detektor szupravezető mágnesének hűtéséhez használt hélium tárolása a CERN-ben.

kapacitással, valamint egyes amerikai és algériai lelőhelyeken az év második felében zavarok voltak a termelésben. A termelés az év második felében talán helyre fog állni, de addig nehézségekre lehet számítani, mivel minden sokkal költségesebb lesz. A helyzet a közeljövőben még kritikusabb lehet, mivel a világméretű kereslet a hélium iránt egyre növekszik. Ennek oka részben a csúcstechnológiai ipar gyors növekedése Kínában, Japánban, Tajvanon és Dél-Koreában. Ha hamarosan nem találnak új héliumforrásokat, mind a kutatás, mind pedig az ipar nehézségei egyre növekedni fognak. (<http://ptonline.aip.org>)

A Merkúr bolygónak folyékony magja van

A legújabb radarvizsgálatok azt mutatják, hogy Naprendszerünk legbelső bolygójának magja, legalábbis részben, folyékony állapotban van. Ez a felfedezés egy hosszú ideje tartó vitát dönt el, de arra nézve is információt szolgáltat, hogyan jöttek létre a Naprendszer bolygói.

Mivel a Merkúr távolsága a Naptól a Földénél csak közel egyharmada, kézenfekvőnek látszik, hogy a magja folyékony legyen. A Naptól érkező hőenergia azonban elhanyagolható a bolygó keletkezéséből fennmaradó energiához képest. Figyelembe véve a Merkúr kis méretét – átmérője a Földénél csak 40 százaléka – a csillagászok számításai szerint a bolygónak már régen le kellett hűlnie, és meg kellett szilárdulnia.



A Merkúr a Mariner 10 felvételén

Ezt a feltételezést azonban 1974-ben a Mariner 10 űrszonda mérései cáfolták: azt találták ugyanis, hogy a Merkúrnak mágneses tere van, amelyet rendszerint a bolygó folyékony magjában lévő elektromosan töltött anyag áramlása hoz létre.

Egy új projekt keretében *Jean-Luc Margot*, a Cornell Egyetem, valamint *Stan Peale*, a Santa Barbara-i Kalifornia Egyetem, kutatói munkatársaikkal a Merkúr felszínéről visszaverődött rádióhullámok mérésével a Merkúr tengely körüli forgásának sebességében tapasztalható változásokat tanulmányozták. A Nap gravitációs tere által keltett sebességváltozás függ attól, hogy milyen halmazállapotú a bolygó magja. A hat évig tartó mérések során a kutatók azt ta-

pasztalták, hogy a megfigyelt változás kétszerese annak az értéknek, amely szilárd mag feltételezése esetén várható. Az eredmény legvalószínűbb magyarázata az lehet, hogy a bolygónak legalább a külső magja folyékony halmazállapotú.

További információkat a bolygó magjára vonatkozóan a NASA Messenger űrszondája szolgáltat majd, amely 2011-ben áll Merkúr körüli pályára, egy japán-európai űrmisszió pedig 2019-ben fog a bolygóhoz érkezni. (<http://www.sciencenews.org>)

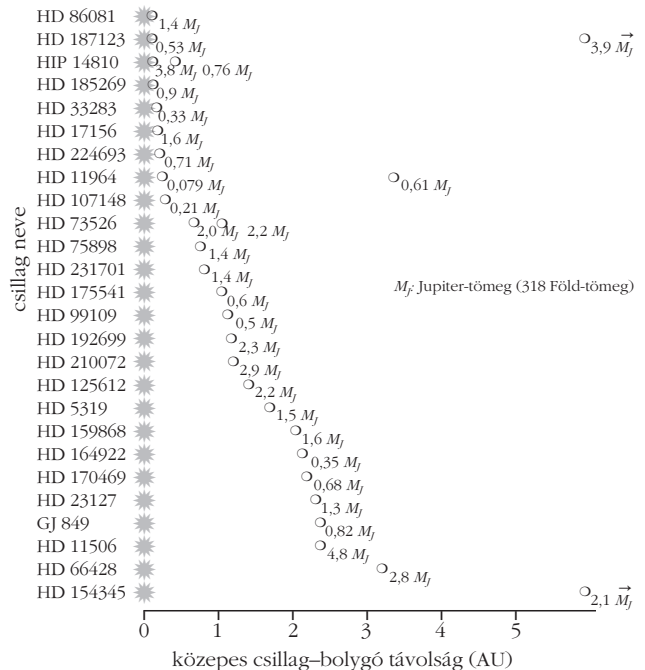
Huszonnyolc új bolygót fedeztek fel távoli naprendszerekben

Az Amerikai Asztronómiai Társaság ez év májusi tanácskozásán a világ legnagyobb és talán legeredményesebb „planétavadász” (amerikai–angol–ausztrál) kutatócsoportja 28 új, a naprendszerünkön kívüli, bolygószerű objektum (exobolygó) felfedezéséről számolt be. Ezzel az ilyen jellegű, ismert égitestek száma 236-ra emelkedett. Két további objektum – szintén egy csillag körül kering – határeset, vagy óriási, gáz anyagú bolygók, vagy „kimúlt csillagok” úgynevezett barna törpék. (A megkülönböztetés alapja a „bolygónak” a Nemzetközi Asztronómiai Unió által használt fogalma, lévén, hogy mindkét esetben egy csillag körül keringő objektumról van szó. E szerint a bolygó olyan nukleáris energia termelésére képes égitest körül keringő objektum, melynek a tömege a Plútó és a „deutérium-égető” küszöb közé esik. Az utóbbi, a magreakciók sajátosságaira utaló megfogalmazás körülbelül 10 Jupiter-tömeget jelent. A tipikus barna törpék tömege ennél általában jóval nagyobb.)

A kutatók az új bolygókat nem közvetlenül figyelik meg. Létezésükre egy csillag fényének változásából következtetnek, amely annak következménye, hogy a bolygók elhaladnak mellette. Ebből az információból megfelelő matematikai módszerekkel pontos kép alakítható ki.

Az újonnan felfedezett bolygók közül három igen masszív, tömegük a mi Napunk tömegének 1,6–1,9-szerese. A korábról már ismert hat hasonló példával egybevetve az a megállapítás kínálkozik, hogy a nagy tömegű csillagok körül keringő bolygók pályája általában távolabb van az „anyacsillagtól”. A megfigyelés szerint az említett kilenc bolygó közül mindössze egy kering 1 csillagászati egységnyi (AU) távolságon belül az anyacsillagtól, 0,8 AU-n belül pedig már egy sincs. Az ilyen nagy tömegű csillagok körül keringő bolygókat nehéz megfigyelni, mert általában gyorsan forognak, pulzáló atmoszférájuk van, és ezek a tulajdonságok gyakran „elrejtik” őket.

Az újabban megfigyelt 28 exobolygó közül legalább négy egynél több bolygóval rendelkező csillag körül kering. A becslések szerint az ismert exobolygók legalább 30%-a hasonló, multiplanetáris képződmény része. A becslés „általánosítását” az teszi bi-



A 28 új exobolygó csillagjukkal, becsült tömegük a Naprendszer legnagyobb bolygójának, a Jupiternek tömegéhez képest, valamint közepes távolságuk csillaguktól a Nap–Föld távolság egységben.

zonytalanná, hogy a kisméretű és az anyacsillagtól távoli bolygókat igen nehéz észlelni.

Az eddig megfigyelt, talán legérdekesebb exobolygót ugyanez a nemzetközi kutatócsoport fedezte fel 2004-ben. Ez egy, a Földtől 30 fényév távolságra levő csillag (GJ 436) körül keringő óriási „jégtömb”, tömegét a Földének legalább 22-szeresére becsülték. A liege-i egyetem (Belgium) egy csillagászáának, *Michael Gillon*-nak, sikerült megfigyelni a bolygó elhaladását a csillag előtt. Ekkora tömegű objektumra vonatkozóan ez volt az első ilyen jellegű megfigyelés. Azóta Gillon és munkatársai igen pontosan meghatározták az exobolygó tömegét, sugarát és sűrűségét. A tömege a Földének 22,4-szerese, sugara és sűrűsége a Neptunuszéhoz hasonló. (A Neptunusz tömege 17-szerese a Földének.)

A kutatók abban reménykednek, hogy egyszer majd a Földhöz hasonló bolygót is találnak.

(<http://exoplanets.org>)