

fizikai szemle



2005/2

A Magyar Tudományos Akadémia
Fizikai Tudományok Osztálya,
az Eötvös Loránd Fizikai Társulat,
a Magyar Biofizikai Társaság,
a Magyar Nukleáris Társaság és
az Oktatási Minisztérium
folyóirata

Főszerkesztő:

Berényi Dénes

Szerkesztőbizottság:

Barlai Katalin (Csillagászat),
Faigel Gyula,
Gnädig Péter (Négyzetes kerék),
Horváth Dezső (Mag- és részecskefizika)
Jéki László, Kanyár Béla (Sugárvédelem),
Németh Judit, Ormos Pál (Biofizika),
Pál Lénárd, Papp Katalin,
Sükösd Csaba (Vélemények),
Szőkefalvi-Nagy Zoltán (Biofizika),
Tóth Eszter,
Turiné Frank Zsuzsa (Megemlékezések),
Ujvári Sándor (A fizika tanítása)

Szerkesztő:

Hock Gábor

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A lap e-postacíme:

fizszem.elft@mtesz.hu

A folyóiratba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A címlapon:

Nióbiumbevonatú giroszkóp pörgettyű
és a közrefogó házak (Fotó: Don Harley,
Stanford Univ.), ld. Perjés Zoltán cikkét.

TARTALOM

<i>Perjés Zoltán:</i> Precíziós gravitációs kísérletek	45
<i>P.A. Horváthy:</i> Bolygómozgás és geometria I.	48
<i>Kublevszkij Szergej:</i> Kapillárisküléssel gerjesztett lágyröntgen-lézer	53
<i>Kálmán Péter:</i> Koherens röntgensugárzás keltése kristályban	56
<i>Ujfaludi László:</i> Időjárás, éghajlatváltozás	61

MEGEMLÉKEZÉSEK

<i>Keszthelyi Lajos:</i> Faragó Péter	67
Perjés Zoltán, 1943–2004 (<i>Rácz István</i>)	70
Krasznai István, 1933–2004 (<i>Földes János</i>)	72

INTÉZETEINK – TANSZÉKEINK

	73
--	----

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Pálfalvi László:</i> A 2004. évi Eötvös-verseny feladata: a Kepler-probléma mágneses térben	74
Képriport a 2004. évi Eötvös-verseny ünnepélyes eredményhirdetéséről (<i>Harkai Zsolt, Radnai Gyula</i>)	79

TÁRSULATI ÉLET

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2004. évi díjai	82
---	----

MINDENTUDÁS A KÖZÉPISKOLÁBAN

<i>Faigel Gyula:</i> Orvosi képpalkotó eljárások I.	83
---	----

A FIZIKA VILÁGÉVE HÍREI

<i>Z. Perjés:</i> High precision gravitational experiments	
<i>P.A. Horváthy:</i> Planetary motion and geometry I.	
<i>S. Kublevszkij:</i> Soft X-ray laser stimulated by a capillary gas discharge	
<i>P. Kálmán:</i> Generation of coherent X-radiation in crystals	
<i>L. Ujfaludi:</i> Weather and climate changes	

COMMEMORATIONS

<i>L. Keszthelyi:</i> Peter Faragó	
Zoltán Perjés, 1943–2004 (<i>I. Rácz</i>)	
István Krasznai, 1933–2004 (<i>J. Földes</i>)	

RESEARCH INSTITUTES, EDUCATIONAL DEPARTMENTS

TEACHING PHYSICS

<i>L. Pálfalvi:</i> A problem of the R. Eötvös Competition 2004: Kepler's problem in a magnetic field The closure ceremony of the 2004 R. Eötvös Competition (<i>Zs. Harkai, J. Radnai</i>)	
--	--

NEWS OF THE PHYSICAL SOCIETY

SCIENCE IN BITS FOR THE SCHOOL

J. Faigel: Medical imaging methods I.

WORLD YEAR OF PHYSICS 2005 NEWS

<i>Z. Perjés:</i> Hochpräzise Experimente im Schwerfeld	
<i>P.A. Horváthy:</i> Planetenbewegung und Geometrie I.	
<i>S. Kublevszkij:</i> Weiche Röntgenstrahlung aus einem Laser mit Anregung durch Kapillar-Entladung	
<i>P. Kálmán:</i> Anregung kohärenter Röntgenstrahlung in Kristallen	
<i>L. Ujfaludi:</i> Wetter und Klimaänderungen	

ZUR ERINNERUNG

<i>L. Keszthelyi:</i> Peter Faragó	
Zoltán Perjés, 1943–2004 (<i>I. Rácz</i>)	
István Krasznai, 1933–2004 (<i>J. Földes</i>)	

FORSCHUNGSINSTITUTE, LEHRSTÜHLE

PHYSIKUNTERRICHT

<i>L. Pálfalvi:</i> Aufgabe im R. Eötvös-Wettbewerb 2004: Keplers Problem im Magnetfeld Der festliche Abschluss des R-Eötvös-Wettbewerbs 2004 (<i>Zs. Harkai, J. Radnai</i>)	
---	--

AUS DEM GESELLSCHAFTSLEBEN

WISSENSWERTES FÜR DIE SCHULE

J. Faigel: Verfahren der medizinischen Abbildung I.

EREIGNISSE DES WELTJAHRS DER PHYSIK 2005

<i>З. Перьев:</i> Прецизионные эксперименты по гравитации	
<i>П.А. Хорвати:</i> Планетарное движение и геометрия I.	
<i>С. Кухлевский:</i> Рентгеновский лазер, возбужденный капиллярным разрядом	
<i>П. Кальман:</i> Возбуждение когерентного рентгеновского излучения в кристаллах	
<i>Л. Уйфалуди:</i> Погода и изменения климата	

НА ПАМЯТЬ

<i>Л. Кестхели:</i> Петер Фараго	
Золтан Перьев, 1943–2004 (<i>И. Рац</i>)	
Иштван Краснаи, 1933–2004 (<i>Я. Фельгеш</i>)	

НАУЧНЫЕ УЧРЕЖДЕНИЯ, КАФЕДРЫ

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

<i>Л. Пальфальви:</i> Задача Конкурса им. Р. Этвеша 2004 г.: Планетарное движение в магнитном поле	
Торжественное заключение Конкурса им. Р. Этвеша 2004 г. (<i>Ж. Харкаи, Д. Рагнаш</i>)	

ИЗ ЖИЗНИ ФИЗИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА

НАУЧНЫЕ ОБЗОРЫ ДЛЯ ШКОЛ

Д. Файгель: Методы медицинского образования I.

ИЗВЕСТИИ ВСЕМИРНОГО ГОДА ФИЗИКИ 2005

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

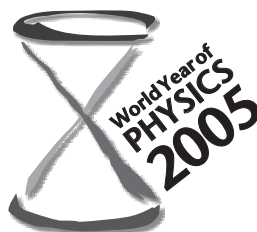
A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Fizikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam

2. szám

2005. február

NEM ÉLHETÜNK



FIZIKA NÉLKÜL



PRECÍZIÓS GRAVITÁCIÓS KÍSÉRLETEK

Perjés Zoltán †
KFKI, RMKI

Az egyetemes tömegvonzás törvényeit a XX. század első évtizedeiben fogalmazta meg *Einstein*. A gravitációs törvények keretelmélete az általános relativitáselmélet, amelyben a jelenségkör a tér és az idő geometriai tulajdonságaival válik egyenértékűvé. A relativitáselmélet a kor természettudományos gondolkodóinak heves vitái közepette keletkezett, és az eltelt közel egy évszázad során ezek a viták meg-megújultak a szakértők körében, de laikusok soraiból is gyakran hangzik el kételkedő hang az elmélet érvényességét illetően. Ennek ellenére az elmélet – a kvantumfizikával együtt – a természettudományok alapvető tanításává érett. Miképpen magyarázható, hogy – a kvantumelmélettel ellentétben, melynek fontossága nem csekélyebb – az általános relativitáselmélet újból és újból kivívja a közönség figyelmét? Ebben az egyik kétségtelen tényező az a merészség, amellyel az elmélet az olyan alapvető fogalmakhoz nyúl hozzá, mint a tér és az idő. Az ennek befogadásához szükséges szemléletváltás nemcsak a fizika területén kívül tevékenykedők, de még az abban jártas fizikusok számára is komoly kihívást jelent.

Az első szemléleti akadályt a távolságok mérésekor kell leküzdenünk. Derékszögű koordinátákkal az (x, y, z) pont és a szomszédos $(x+dx, y+dy, z+dz)$ pont ds távolságát a Pitagorasz-tétellel kapjuk meg:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2.$$

Einstein ezt módosítja azzal, hogy a távolság kiszámításakor figyelembe kell vennünk a két pont dt időkülönbségét is a következőképpen:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2. \quad (1)$$

Itt c a fény sebessége. Ezzel a módosított távolságmérési utasítással *olyan* természetleírást érünk el, amely – különösen a fény sebességét megközelítő rendszerekre – a korábbi leírásnál sokkal pontosabb lesz. Ez a pontos leírás ma már nemcsak az alap kutatásban, de számos műszaki alkalmazásban is nélkülözhetetlen. Példaként említjük a részecskegyorsítók tervezését vagy a globális helymeghatározó rendszer (GPS) működtetését.

Az ekvivalenciaelv

A szemléletváltás másik fordulata a tömegvonzás leírásához szükséges. Ennek alapja az a megfigyelés, hogy mindenfajta test azonos módon mozog a gravitációs térben. Ennek merész magyarázata Einstein nyomán az, hogy a tömegvonzás voltaképpen a tér és az idő geometriájának következménye.

A *gyenge ekvivalenciaelv* azt állapítja meg, hogy a gravitációs gyorsulás független az anyagi minőségtől.

Az elvet úgy ellenőrizhetjük, hogy összehasonlítjuk két különböző anyagú test gravitációs gyorsulását. Legyen a két test, A és B , tehetetlen tömege m és súlyos tömege M . Bevezetjük az Eötvös-paramétert a következőképpen:

† Elhunyt 2004. október 27-én.

$$\eta = 2 \frac{\left(\frac{M}{m}\right)_A - \left(\frac{M}{m}\right)_B}{\left(\frac{M}{m}\right)_A + \left(\frac{M}{m}\right)_B}$$

E paraméter segítségével jellemezhetjük az ekvivalenciaelv ellenőrzésére végrehajtott kísérletek pontosságát (1. táblázat).

A PPN keretelmélet

Az általános relativitáselméletben kiteljesedik *Bolyai János* víziója, aki már a XIX. században kikövetkeztette a görbült terek létezését. Ilyen görbült terekben nem tartható fenn a távolságmérés derékszögű háromszögeken alapuló módszere. Az (1) mérési eljárás helyett az általánosabb

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \quad (2)$$

mérési utasítást kell végrehajtani az $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$ és $x^0 = ct$ koordináták segítségével. Einstein nyomán az itt kétszer előforduló indexekre összegeznünk kell. Az (1) és (2) képletek összehasonlításával látjuk, hogy gravitáció távollétében és derékszögű koordinátákban a g_{ik} mértéktenzor komponensei: $g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1$, $g_{00} = -1$, és a többi komponense zérus. Más esetekben (például polárkoordináták választásakor) a komponensek más értéket vesznek fel. Az általános relativitáselméletben a gravitációs egyenletek határozzák meg minden esetben a komponensek alakját.

Az elmúlt évtizedek szellemi áramlataiban sokféle elmélet látott napvilágot a gravitációs jelenségek leírására. Ezek a javaslatok általában megkérdőjelezték a relativitáselmélet valamely posztulátumát, és más számszerű következményeket vezettek le a megfigyelhető gravitációs jelenségekre. Velük egy időben igen sok kísérleti ellenőrzést hajtottak végre a kérdéses jelenségekre. Amint ezek a mérések egyre javuló hibával ellenőrizték az elméletek jóslatait, az alternatív elméletek jóslatai sorra helytelennek mutatkoztak, és az általános relativitáselmélet megerősödve került ki ebből a versenyből.

Ahhoz, hogy egy ilyen alternatív elmélet járható legyen, három kritériumot kell kielégítenie: önkonzisztencia, teljesség és hogy összhangban legyen a korábbi kísérletekkel. A kísérletek újra és újra megerősítenek további két kritériumot a gravitációelméletekkel szemben: 1) A téridőnek van (2) mértéktenzora, és 2) ez a metrika kielégíti

1. táblázat				
Az ekvivalenciaelv ellenőrzése				
év	kísérlet	módszer	vizsgált anyag	η
1686	Newton	inga	különféle	10^{-3}
1832	Bessel	inga	különféle	10^{-5}
1922	Eötvös, Pekár és Fekete [4]	torziós inga	különféle	2×10^{-9}
1935	Renner	torziós inga	különféle	2×10^{-9}
1964	Roll, Krotkov és Dicke [5]	torziós inga	Au és Al	10^{-11}
1972	Briginskij és Panov [6]	torziós inga	Pt és Al	10^{-12}
1976	Worden	mágneses lebegtetés	Ni és a Föld	2×10^{-5}
1982	Keiser és Faller	úsztatás	Cu és W	6×10^{-12}
terv	Worden és Everitt [7]	mesterséges hold	különféle	$10^{-15} - 10^{-9}$

az ekvivalenciaelvet. Az utóbbi követelmény azt jelenti, hogy szabadon eső helyi vonatkoztatási rendszerekben (melyekben a metrika (1) alakú) érvényesek a speciális relativitáselmélet törvényei. Azokat az elméleteket, amelyek kielégítik a fenti kritériumokat, *metrikus gravitációelméleteknek* nevezzük.

Korunk kísérleti technikája új lehetőségeket teremt a gravitációs jelenségek nagy pontosságú méréseire. Az új eszközök között említésre méltó a *szupravezető üreggel stabilizált oszcillátoróra* (SCSO), amely 10–100 másodpercen át képes 16 jegy pontosságú időmérésre [1], vagy a *kriogenikusan hűtött dielektromos anyagok monokristályai* [2], amelyek szintén nagy frekvenciastabilitást mutatnak. A technikai fejlemények és hazánkban a relativitás iránt megújuló érdeklődés alkalmat nyújtanak arra, hogy áttekintsük az eddig elvégzett és a tervezett gravitációs kísérleteket.

2. táblázat		
A tíz PPN-paraméter		
paraméter	mit mér a relativitáselmülethez képest	értéke az ált. rel. elm.-ben
γ	Mennyire görbíti a 3-dimenziós teret egységnyi tömeg	1
β	g_{00} szuperpozíciós törvénye mennyire nemlineáris	1
β_1	Mennyi gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi kinetikus energia	1
β_2	Mennyi gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi potenciális energia	1
β_3	Mennyi gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi nyugalmi (belső) energia	1
β_4	Mennyi gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi nyomás	1
ζ	Mennyivel több gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi radiális kinetikus energia (a megfigyelő irányában), mint a transzverzális kinetikus energia	0
η	Mennyivel több gravitációt (g_{00}) kelt a radiális feszültség, mint a transzverzális	0
Δ_1	Mennyire vonszolja magával a tehetetlenül mozgó koordinátákat (g_{00}) egységnyi impulzusmomentum	1
Δ_2	Mennyivel erősebben vonszol az impulzus radiális irányban, mint transzverzálisan	1

Áttekintés a vöröseltolódás méréseiről

év	kísérlet	módszer	$\Delta z/z$
1960–65	Pound–Rebka–Snider [8]	Mössbauer-emitterről lehalló fotonok	10^{-2}
1962	Brault	Nap Na D ₁ -vonala	5×10^{-2}
1969	Jenkins	kristály oszcillátorra a GEOS–1 fedélzetén	9×10^{-2}
1972	Hafele és Keating	céziumórák repülőgépeken	10^{-1}
1977	Allez és társai	rubídiumórák repülőgépeken	2×10^{-2}
1976	Vessot és Levine	hidrogénmérer rakétán	2×10^{-4}
terv	Nordtvedt	hidrogénmérer vagy SCSO napközei szondán	10^{-6}

Mi a céljuk ezeknek a kísérleteknek? Természetesen az, hogy a gravitációs jelenségekre felvetett elméleti érveket ellenőrizzék, és hogy a különféle elméletek között döntsenek, valamint az, hogy alapvető természeti állandók értékét meghatározzák.

A Naprendszerben végzett kísérletekben háromféle egyszerűsítő megközelítésre nyílik mód: 1) a tér gyengesége miatt közelítő leírást alkalmazhatunk. 2) A Naprendszer tömegközéppontjához képest kicsiny sebességek, és 3) kicsiny anyagsűrűségek lépnek fel. Így a gravitációnak bármely mértéktenzoron alapuló elméletét tárgyalhatjuk egy olyan keretben, amelyben e három kicsiny paraméter szerint sorfejtjük a térmennyiségeket. A 0. rendben a tér-idő görbületlen; az 1. rendben a Naprendszert a newtoni közelítésben tárgyaljuk, és a 2. rendben kapjuk a newtoni közelítéshez a *Newton* utáni korrekciókat. Ez a csaknem minden elméletet átfogó formalizmus a PPN (parametrált poszt-newtoni) formalizmus, amelyet *Will* és *Nordtvedt Jr.* dolgozott ki [3] (2. táblázat).

Fényelhajlás

A napkorong közvetlen közelében látható csillagok fénye a gravitációs térben elhajlik. A metrikus gravitációs elméletek az elhajlásra a

$$\delta \vartheta = \frac{1}{2} (1 + \gamma) \times 1,75 \text{ ívmp}$$

szögértéket szolgáltatják. Az általános relativitáselméletet a $\gamma = 1$ PPN-paraméter jellemzi. A newtoni gravitációelméletben $\gamma = 0$. Az általános relativitáselmélet első kísérleti igazolását 1919-ben végezték el egy teljes napfogyatkozás alkalmával. Ezek a mérések meglehetősen pontatlanok voltak, de mintegy harminc százalékos hibán belül igazolták a relativitáselmélet jóslatát. Egy későbbi mauritániai napfogyatkozás során (1973-ban) a $(1 + \gamma)/2 = 0,95 \pm 0,11$ értéket mérték. 1967-ben *Shapiro* igen hosszú alapvonalú módszerrel megmérte a 3C273 és a 3C279 jelű kvazárok sugarainak elhajlását a napkorong közelében. Ez a két pontszerű égi rádióforrás minden év október 8-án egészen közel kerül a Nap korongjához. A 3C279-et rövid ideig el is takarja a Nap. A rádiócsillagászok 1969 óta ezen a napon minden évben megfigyelik a két kvazár sugarainak elhajlását. Ez a két kvazárral történő differen-

ciális mérés csökkenti a légkör okozta pontatlanságokat. További javaslatok a pontosság növelésére:

1) *Eduard Fomalont* és *Richard Sramek* amerikai kutatók szerint 3, közel egy vonalban fekvő kvazár egyidejű megfigyelése,

2) a hosszabb alapvonalú mérés,

3) 4 antenna felhasználása.

A mérési pontosságot korlátozza a rádióhullámok szóródása a napkorona elektronjain. Ez a hatás a frekvencia négyzetével fordítottan arányos. Így a megfigyelések csak 10 GHz felett végezhetőek el.

Időkésés

A rádiójelek relativisztikus késését a Nap gravitációs terében *Irwin Shapiro* mérte meg 1964-ben. Ez a mérés is a γ -paramétert szolgáltatja. A késés logaritmikusan függ a Naptól mért szögtávolságtól. A *Mariner-6*, *-7* és *-9* űrszondák megfigyelését használták az időkésés mérésére. Egy másik módszer a Merkúr, Vénusz és Mars felszínéről visszaverődő radarjelek mérése. Ha például a Vénusz, a Nap és a Föld egy vonalban helyezkednek el, a Vénuszról visszavert radarjelek összesen körülbelül 1000 másodpercig utaznak. Az általános relativitáselmélet szerint a Nap gravitációs tere 0,0002 másodperccel hosszabbítja meg ezeknek a hullámoknak a menetidejét. A különféle gravitációelméletek szerint ez az időkésés más és más értékű, de egyenesen arányos a fényelhajlás értékével. A fényelhajlás és az időkésés mérésének átlagolásával a $(1 + \gamma)/2 = 0,993 \pm 0,014$ paraméterértéket kapjuk.

Perihéliummozgás

A newtoni gravitációelméletben a bolygópályák önmagukba visszatérő ellipszisek. Más metrikus gravitációelméletekben a perihélium (a Naphoz legközelebbi pont) keringésként eltolódik. A különbséget a β - és γ -paraméterek mérik. A perihéliumpont szögsebességét a következőképpen kapjuk a bolygópálya a fél nagytengelye és e excentricitása segítségével:

$$\dot{\omega} = \frac{2 + 2\gamma - \beta}{a(1 - e^2)} n m_{\odot},$$

ahol n az átlagos keringési szögsebesség. Ehhez járul a Nap lapultságának hatása. A Nap Q kvadrupólmomentumának járuléka a perihéliummozgáshoz:

$$\dot{\omega}_Q = -\frac{3}{2} \frac{n R_{\odot}^2}{a^2 (1 - e^2)^2 Q},$$

ahol R_{\odot} a Nap sugara. A kvadrupólmomentumot 1974-ben *Hill* és *Stebbins* mérte meg optikai úton [10]. A mért

lapultság $10,4 \pm 12,4$ ezred ívmásodperc. Ennél pontosabb mérés végezhető (10^{-8} relatív pontosság) perihélium mérésével (Nordtvedt, Anderson és Colombo, 1977).

Gravitációs vöröseltolódás

A gravitációs vöröseltolódás a kibocsátott és elnyelt elektromágneses rezgések frekvenciakülönbségében mutatkozik meg. Ez az eltolódás akkor lép fel, ha a két pont között a hullámok gravitációs potenciálban haladnak. A vöröseltolódás a geometria görbültségét jellemzi (3. táblázat).

Az impulzusmomentum precessziója

A Föld körül keringő pörgettyű tengelye precessziós mozgást végez annak következtében, hogy a Föld a tengelye körül forog. A precesszió szögsebessége [11]:

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{3G}{c^2} \frac{m}{r^3} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) + \frac{GI}{c^2 r^3} \left[\frac{3I}{r^2} (\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{r}) - \boldsymbol{\omega} \right].$$

Itt G a gravitációs konstans, \mathbf{r} a pörgettyű helye, \mathbf{v} a sebessége, m a Föld tömege, $\boldsymbol{\omega}$ a Föld szögsebessége és I a Föld tehetetlenségi nyomatéka. A jobb oldalon az első tag a geodetikus precesszió. A mesterséges hold 500 km magasságú sarki pályája esetén ez a tag 6,9 ívmásodperc/év járulékot ad. A második tag a Lense–Thirring-tag [12] vagy tömegáramtag, amely erre a pályára 0,05 ívmásodperc/év. Ezt a kísérletet Leonard Schiff javasolta 45 évvel ezelőtt [13]. Mesterséges holdra a cseppfolyós hélium hőmérsékletére hűtött pörgettyűket helyeznek el. A négy pingponglabda nagyságú pörgettyűt olvasztott kvarcból készítették el a skóciai Glasgoban.

Ezek a világ legpontosabb golyói. Felszínüket szupravezető nióbiumréteg borítja. A pörgettyűk forgástengelyének helyzetét a mágneses dipólmomentumuk (Londonnyomaték) segítségével mérik. A mágneses tér erősségét 10^{-7} Gaussra csökkentik le az erővonalak váltakozó felfűtése és összeszorítása útján. A módszert van Kann és Cabrera dolgozta ki. A műholdat sikeresen Föld körüli pályára juttatták, és jelenleg folynak a tudományos mérések előkészületei. Ennek során a műhold távcsövével a Pegasus csillagkép egyik csillagára irányították rá, és 16 parányi rakéta segítségével ezt az irányt tartósan biztosítják. A mérések egy éven át tartanak majd.

A fenti áttekintés alátámasztja, hogy a fizikai tudomány – mint a természettudományok és a műszaki tudományok általában – az ellenőrizhetőség és az áttekinthetőség szilárd alapjára épül. Az érvek és a mérések mindenké számára hozzáférhetőek. Ez az átláthatóság teszi különösen stabillá fizikai világgépünket.

Irodalom

1. S.R. STEIN, J.P. TURNEAURE – IEEE Proc. 63 (1975) 1249
2. D.F. MCGUIGAN, D.H. DOUGLAS – Proc. 31st Annual Frequency Control Symposium, IEEE, 1977
3. C.M. WILL, K. NORDTVEDT JR. – Ap. J. 177 (1972) 757
4. R. VON EÖTVÖS, D. PEKÁR, E. FEKETE – Ann. Phys. (Leipzig) 68 (1922) 11
5. P.H. ROLL, R. KROTKOV, R.H. DICKE – Ann. Phys. (New York) 26 (1964) 442
6. V.B. BRAGINSZKIJ – Az *Experimental Gravitation* c. kötetben, Academic Press, 1974, 252. o.
7. P.W. WORDEN JR., C.W.F., EVERIT – Az *Experimental Gravitation* c. kötetben, Academic Press, 1974, 393. o.
8. R.V. POUND, G.A. REBKA – Phys. Rev. Letters 3 (1959) 439
9. R.H. DICKE, H.M. GOLDENBERG – Phys. Rev. Letters 18 (1967) 313
10. H.A. HILL – A *Proceedings of the Conference on Experimental Tests of Gravitation Theories* c. kötetben, szerk. R.W. Davies, JPL, 1970, 89. o.
11. B.M. BARKER, R.F. O'CONNELL – Phys. Rev. D2 (1970) 1428
12. J. LENSE, M. THIRRING – Phys. Zeits. 19 (1918) 156
13. L.I. SCHIFF – Proc. Nat. Acad. Sci. 46 (1960) 871

BOLYGÓMOZGÁS ÉS GEOMETRIA I.

– Maxwell bizonyítása

P.A. Horváthy

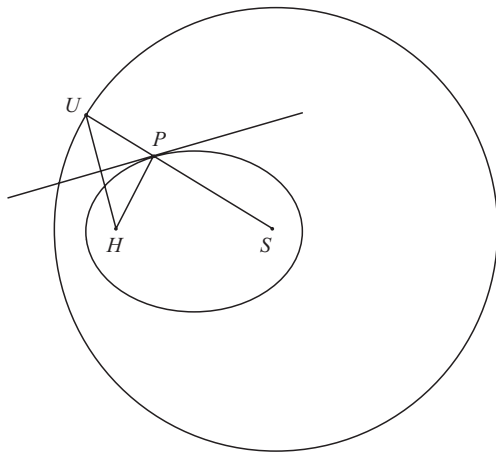
Laboratoire de Mathématiques et de Physique Théorique
Université de Tours, Franciaország

Az univerzális tömegvonzás törvényének felfedezése

A bolygómozgás törvényeinek levezetése bármely tankönyvben megtalálható: Newton II. törvényébe beírjuk az inverz-négyzetes erőképletet, majd az impulzusmomentum megmaradásának felhasználásával kapott radiális egyenlet integráljuk [1, 2]. A történeti út valójában fordított volt. A XVII. század második felében a tudósokat inkább az izgatta, hogyan magyarázzák a bolygók akkor már háromnegyed évszázada – Kepler óta – ismert moz-

gását? A mechanika alaptörvényeit és az ebből következő megoldást – az univerzális tömegvonzás képletét – pedig épp a bolygómozgásból vezette le *Sir Isaac Newton* [3].

Megjegyzendő, hogy ha a tömegvonzás törvényének szabatos kimondása és meggyőző bizonyítása valóban Newton érdeme, az abban az időben szinte a „levegőben lógott” [4]. Azt, hogy a bolygópályák ellipszis formája kapcsolatban állna a tömegvonzás törvényével, *Robert Hooke* kurátor már 1666-ban felvetette a a Royal Society ülésén. Sejtése 1674-ban nyomtatásban is megjelent. 1679. november 24-i keltezésű levelében Hooke Newton



1. ábra. Ellipszis és vezérköre

véleményét kéri elképzeléseiről, aki – mint válaszában írja – „még csak nem is hallott semmi ilyenről”. Newton 1679. december 4-i levele – melyet Hooke olvasott föl a Royal Society ülésén – alapján nyilvánvaló, hogy Newtonnak akkor még fogalma se volt a helyes válaszról.¹ 1680 elején Hooke azzal a javaslattal fordult Newtonhoz, hogy dolgozzák ki együtt a tömegvonzás törvényét, nevezetesen bizonyítsák az inverz-négyzetes törvényt. Indítványára Newton soha nem válaszolt (bár Hooke levelet megőrizte).

1684-ben *Edmund Halley* – aki később a róla elnevezett üstökös fölfedezte – Cambridge-be látogatott, hogy Newtonnal az égi mechanika problémáiról értekezzen. „Igen, a problémát megoldotta, de nem tudja, hová tette számításait; majd elküldi, ha megtalálja” – szabadkozott Newton. Pár hónap elteltével, 1684 novemberében, el is küldött Halleynek egy 9 oldal terjedelmű, a kérdéses felfedezéseket tartalmazó értekezést. Annak nyilvánosságra hozatalához azonban nem járult hozzá, mert fejtegetését maga sem érezte teljesen kielégítőnek. További három év elteltével, 1687-ben jelent meg aztán (Halley költségére!) a *Principia* [3], melytől a modern fizika születését számítjuk.

Newton eredetileg egyetlen előfutárának nevét sem említette. Kiadója, Halley sürgetésére aztán – szinte foghegyről – beszúrta *Wren*, Hooke és Halley nevét. Az utóbbi kettőről már szóltunk. Az első, Sir Christopher Wren ma, mint London városának újjáépítője él a köztudatban. Ő tervezte például a St. Paul katedrális. Ha nincs az 1666-os nagy tűzvész, ma mint kiváló matematikusra emlékeznénk rá.

Newton bizonyításának paradox vonása, hogy – bár az infinitezimálszámítást épp ő fedezte föl – tételeit *geometriailag* bizonyítja. Vajon mi ennek az oka? Egyrészt az, hogy Newton kortársai nem lehettek még járatosak Newton (és *Leibniz*) forradalmi újításaiban. Másrészt, az ókor óta a tudományos szigor mércéje a geometria volt. A Tudomány a Geometria volt. *Spinoza* is *more geometrico*, azaz geometriai módon tárgyalja *Etikáját*.

¹ Jól illusztrálja ezt például levelének egy rajza, mely szerint az eső test, ha a Földdel való ütközés nem állítaná meg, *spirális* mentén közeldne a Föld középpontjához.

Bár a ma általánosan használt analitikus közelítés [1, 2] előnye nyilvánvaló, mégis érdekes betekintést nyerhetünk a geometriai érvelés követésével. Newton eredeti fejtegetése rágós olvasnivaló.

Kétszáz évvel Newton után az elektromosságban tudományának nagy beteljesítője, *James Clerk Maxwell* mutatott egy, a mai olvasó számára Newtonénál követetetőbb, geometriai levezetést [5], melyet alább ismer-tetünk.

Egy kis ellipszis-geometria

Newton és kortársai jól ismerték a kúpszeleteket: a téma nagy klasszikusának, a hellenisztikus korban élt pergiai Apolloniosnak erről szóló könyvét épp ekkortájt fordította, egészítette ki és adta ki Halley.

Felidézzük az ellipszis néhány, számunkra hasznos tulajdonságát. Tekintsünk két, *S*-sel és *H*-val jelölt pontot, és legyen $2a > \overline{SH}$. Az ellipszis azon *P* pontok mértani helye, melyre

$$\overline{SP} + \overline{HP} = 2a. \quad (1)$$

S és *H* a két fókusz, és $2a$ a nagytengely.

Mérjük föl az \overline{HP} távolságot az *SP* egyenes *P*-n túli meghosszabbítására. Legyen a végpont *U*. Ekkor

$$\overline{SU} = \overline{SP} + \overline{PH} = 2a.$$

Ezért, ha *P* végigfut az ellipszisen, *U* egy *S* középpontú, $2a$ sugarú kört – az ellipszis *vezérkörtét* (1. ábra) – írja le. Az ellipszis minden *P* pontjában vonható érintő, mely a *P* kivételével teljes egészében az ellipszisen kívül halad. Megfordítva, ez a tulajdonság jellemzi az érintőt.²

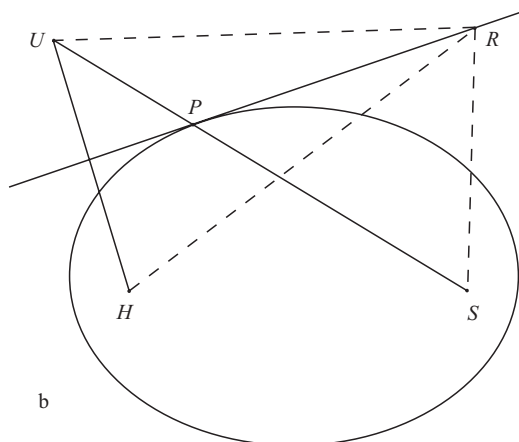
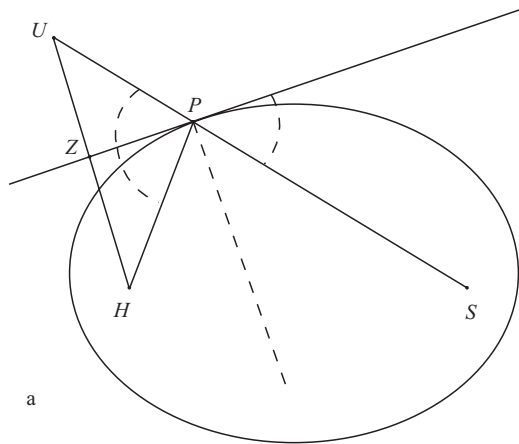
Tétel: Az ellipszis *P*-beli érintője a \overline{HU} felezőmerőlegese. Megfordítva, ha az *S* centrumú, $2a$ sugarú kör valamely *H* belső pontját összekötjük a kör egy *U* pontjával, a \overline{HU} felezőmerőlegesének az *SU* egyenessel vett *P* metszéspontja az ellipszisen fekszik. *U*-t futtatva *P* a teljes ellipszist leírja, \overline{HU} felezőmerőlegese pedig az ellipszis *P*-beli érintőjét adja.

Bizonyítás: Az ellipszis *P* pontjában az érintőre emelt merőleges felezi a fókuszoktól a *P*-hez vont egyenesek szögét. Ezért az \overline{SP} és \overline{HP} egyeneseknek az érintővel bezárt (az előzőket 90° -ra kiegészítő) szögei is egyenlők³ (2. ábra).

Legyen az érintő és a \overline{HU} egyenes metszéspontja *Z*. A fentiek szerint az érintő felezi a \overline{HPU} egyenlőszárú háromszög *P*-beli szögét, ezért \overline{PZ} az \overline{UH} felezőmerőlegese, mint állítottuk.

² Az érintő ma használatos definíciója (az érintő a szelők határhelyezete) csak később terjedt el.

³ Kepler az 1600-as évek elején megfigyelte, hogy egy ellipszis formájú tükrön visszaverődve, az egyik fókuszpontból kiinduló összes fénysugár a másik fókuszban találkozik. Ezért is adta Kepler ezeknek a pontoknak a „fókusz” = „tűzhely” nevet.



2. ábra. A tétel bizonyításához

Megfordítva, az UPH egyenlőszárú háromszög, s ezért

$$\overline{HP} + \overline{PS} = \overline{UP} + \overline{PS} = \overline{US} = 2a.$$

P tehát az ellipszisen fekszik.

Legyen R a felezőmerőleges tetszőleges pontja (2.b ábra). Ekkor a háromszög-egyenlőtlenség miatt:

$$\overline{UR} + \overline{RS} \geq \overline{US} = 2a,$$

és az egyenlőség csak $R = P$ -re teljesül. De $\overline{HR} = \overline{UR}$, mert \overline{PR} az \overline{UH} felezőmerőlegese, ezért

$$\overline{HR} + \overline{RS} > 2a,$$

kivéve, ha $R = P$. A felezőmerőleges tehát egyetlen pont (P) kivételével az ellipszisen kívül halad, azaz az ellipszis P -beli érintője.

Maxwell levezetése

Most térjünk rá a tömegvonzás képletének Maxwell-féle levezetésére. Maxwell mindig is szerette a geometriát [6], már 15 éves korában cikke jelent meg a *Royal Society of Edinburgh*-nál oválisok geometriai konstrukciójáról. Másik fiatalkori szenvedélye az égi mechanika volt, még

edinburgh-i diák korában figyelemre méltó tanulmányt írt a Szaturnusz gyűrűinek stabilitásáról. Halála előtt két évvel, 1877-ben – már a cambridge-i *Cavendish Laboratory* professzoraként – publikált könyvecskéje [5] a fizikai ismeretterjesztés felsőfoka.

Mint Newton óta mindenki, Maxwell is Kepler II. törvényével indul, melyet ő már a ma megszokott módon, a megmaradó impulzusmomentummal hoz kapcsolatba. Ezután bevezeti a szögsebességet, $\dot{\phi}$ -t. A területi sebesség kétszerese az impulzusmomentum, b , mely a Naptól vett távolsággal és a szögsebességgel a

$$b = r^2 \dot{\phi} \quad (2)$$

alakban fejezhető ki. Mivel b megmarad, $\dot{b} = 0$, adott bolygópálya esetén a szögsebesség a távolság négyzetével fordítva arányos.

Rajzoljuk most föl a különböző pontoknak megfelelő sebességvektorokat a „sebességsík” O -val jelölt origójából kiindulva. Így a *hodográf*nak nevezett görbét kapjuk.⁴

A második lépésben Maxwell megmutatja, hogy a hodográf (melyet 90° -kal elforgat) kör. Ehhez bevezeti a Nap mint centrum körül a kétszeres nagytengellyel mint sugárral rajzolt vezérkört, majd belátja:

Tétel: A másik (H) fókuszról a vezérkör P -nek megfelelő U pontjába vont \overline{HU} szakasz hossza arányos sebességgel:

$$v = \frac{1}{2} \frac{b}{b^2} \overline{HU}. \quad (3)$$

A *bizonyításhoz* Maxwellnek szüksége van a következőre (3.a ábra).

Lemma: Legyen az S , illetve H fókuszokból a P -beli érintőre bocsátott merőlegesek talppontja Y , illetve Z . Ekkor az \overline{SY} és \overline{HZ} mértani közepe a kistengely:

$$\overline{SY} \cdot \overline{HZ} = b^2. \quad (4)$$

A *Lemma bizonyítása:* Legyen az ellipszis nagytengelye \overline{AB} . U az S középpontú, $2a$ sugarú körön fekszik. Az ábrát a másik, H fókuszról felére zsugorítva, a vezérkör egy a sugarú körbe megy át, melynek átmérője beláthatóan \overline{AB} . Eközben U a Z -be kerül: Z tehát az ellipszis nagytengelye mint átmérő fölé írt körön fekszik.

Hasonlóan, a H középpontú vezérkört az S -ből vett fele méretű zsugorítással azt kapjuk, hogy Y ugyanezen a körön fekszik.

A \overline{ZH} és \overline{YS} egyenesek párhuzamosak, mivel mindkettő merőleges a P -beli érintőre. Y -t az ellipszis O centrumára tükrözve a W pontot kapjuk (3.b ábra). Eközben S H -ba megy át, így H az \overline{AB} és \overline{ZW} húrok metszéspontja.

Az AHW és ZHB háromszögek hasonlóak, hiszen két – nevezetesen a H -nál, illetve W -nél és B -nél lévő – szögük megegyezik. Ezért

$$\overline{AH} : \overline{HW} = \overline{ZH} : \overline{HB}.$$

⁴ A hodográfot a *Mechanica* nagy kitalálójától, *W.R. Hamilton* vezette be a XIX. század derekán.

Használjuk most Kepler III. törvényét, mely szerint a^3/T^2 a pályától független állandó, melyet jelölhetünk $GM/4\pi^2$ -nel. (8)-ba írva végezetül megkapjuk az univerzális tömegvonzás

$$F = G \frac{mM}{r^2} \quad (9)$$

törvényét.

Jegyezzük meg, hogy az inverz-négyzetes erőtvény bolygómozgásból történő lezármaztatásával Györgyi Géza is foglalkozott [7].

Ki nyerhette volna az 1969. évi Eötvös-versenyt?

Fejtegetéseinket egy szórakoztató megjegyzéssel zárjuk. Az 1969. évi Eötvös-verseny első feladata a következőképpen hangzott: M tömegű, R rádiuszú égitest felszíne felett b magasságban egy űrhajó kering körpályán. Félkezőrétáját rövid ideig menetiránnyal szemben működtetve olyan ellipszis pályára tért, amelyben az égitest átlenes pontján elérte annak felszínét. A fékezéskor mozgási energiájának hányad részét kellett elveszítenie?

A feladat Maxwell módszerével is megoldható.⁶ Tekintsük az ellipszis egy tetszőleges P pontját. Az „optikai tulajdonság” miatt a HPZ és SPY szögek egyenlők, s így a HZP és SYP háromszögek hasonlóak, s ezért:

$$\frac{\overline{SY}}{\overline{HZ}} = \frac{\overline{SP}}{\overline{HP}} = \frac{r}{2a - r}.$$

Ezt (4)-gyel megszorozva,

$$\overline{SY}^2 = \frac{b^2 r}{2a - r}.$$

(5)-be (6)-ot helyettesítve és négyzetre emelve azt kapjuk, hogy pálya tetszőleges pontjában a sebesség négyzete

$$v^2 = \frac{4\pi^2 a^2 b^2}{T^2} \cdot \frac{1}{\overline{SY}^2} = \frac{4\pi^2 a^2}{T^2} \left(\frac{2a}{r} - 1 \right). \quad (10)$$

Körpálya esetén

$$v_0^2 = \frac{4\pi^2 r^2}{T_0^2}.$$

⁶ Egy előző cikkben [8] a feladatra hét, többé-kevésbé különböző megoldást mutattunk. Mint arra Kürti Jenő rámutatott, a probléma a radiális egyenlet vizsgálatával is tárgyalható lenne.

Tehát a kinetikus energiák viszonya:

$$\frac{v^2}{v_0^2} = \frac{a^2}{r^2} \frac{T_0^2}{T^2} \frac{2a - r}{r}. \quad (11)$$

Ugyanakkor Kepler III. törvénye szerint: $T_0^2/T^2 = r^3/a^3$. Így végezetül:

$$\delta \equiv \frac{v^2}{v_0^2} = \frac{2a - r}{a}, \quad (12)$$

azaz, a pálya tetszőleges pontjában az elliptikus mozgás és az ugyanazon ponton átmenő körmozgás kinetikus energiáinak aránya egyenlő a másik fókuszától mért távolság és a fél nagytengely arányával. A feladatban a vizsgált pont az aphelium, $r = R + b$, a nagytengely $2a = 2R + b$, és (12) a [8]-ban talált

$$\delta = \frac{2R}{R + r} = \frac{2R}{2R + b}$$

kifejezésre redukálódik.

Maxwell megoldása az előzőeknél általánosabb, hiszen az tetszőleges pontban érvényes. Eleganciájában is felülmúlja azokat.

1856-ban Maxwell második „wrangler” lett a cambridge-i egyetem (azóta is) híres *trijóján*, a mai tanulmányi versenyek ősen [6]. Ha lett volna türelme „kicsit” (113 évet) várni, akkor az 1969. évi Eötvös-verseny eredménye másként alakulhatott volna. Különösen, hogy neki az elektromos példa se okozott volna gondot...!

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszönetet mond *Sükösd Csabának* és *Balog Jánosnak* érdeklődésükért és tanácsaikért, *Szegedi Péternek* Newtonnal és a *Principiával* kapcsolatos levelezésért és *Komornik Vilmosnak* Maxwell Lemmája geometriai bizonyításáért.

Irodalom

1. BUDÓ ÁGOSTON: *Mechanika*, Negyedik kiadás – Tankönyvkiadó, Budapest (1965).
2. L. LANDAU, J. LIFSIC: *Mechanika*
3. SIR ISAAC NEWTON: *Principia...* (A természetfilozófia matematikai elvei) – Prometheus Books, N.Y. 1995.
4. A bolygómozgás törvényeinek felfedezésével kapcsolatos történelmi áttekintés során V.I. ARNOLD: *Huygens & Barrow, Newton & Hooke* – Birkhäuser (1990) könyvét követjük
5. J.C. MAXWELL: *Matter and Motion* (1877) – Utánnyomás: N.Y., Dover, 1991.
6. A Maxwelllel kapcsolatos adatokat EMILIO SEGRÈ: *Personaggi e scoperte della fisica classica* – Mondadori (1996) című könyvéből vesszük.
7. GYÖRGYI GÉZA: *A Kepler-mozgás és a gravitációs törvény* – Fiz. Szemle 21 (1971) 205
8. P. HORVÁTHY: *Bolygómozgásról, egy versenyfeladat kapcsán* – Fiz. Szemle 53 (2003) 405

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@mtsz.hu

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Berényi Dénes főszerkesztő.

Kéziratokat nem őrzünk 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 egyszerűsített.

Megjelenik havonta, egyes szám ára: 600.- Ft + postaköltség.

HU ISSN 0015-3257

KAPILLÁRISKISÜLÉSEL GERJESZTETT LÁGYRÖNTGEN-LÉZER

Kuhlevszkij Szergej
Kísérleti Fizika Tanszék, Fizikai Intézet,
Pécsi Tudományegyetem

Lágyröntgen-lézerek

Az első lézerfolyamat megvalósítása óta, amelyet 1960-ban a rubin 694,3 nm-es átmenetén hoztak létre, a kutatás egyik legfontosabb iránya a minél rövidebb hullámhosszon működő lézer megvalósítására irányult. Az elmúlt két évtizedben nagy előrehaladást értek el az úgynevezett lágyröntgen-lézerek fejlesztésének területén (lásd pl. [1]). Lágyröntgen-lézereknek tekintjük azokat a forrásokat, amelyek részlegesen koherens elektromágneses sugárzást bocsátanak ki a körülbelül 0,2–50 nm hullámhossz tartományban.

A lágyröntgen-lézerek megvalósítása azért jelent nagy kihívást a lézerkutatással foglalkozó szakemberek számára, mert a gerjesztéshez a látható tartományhoz képest sok nagyságrenddel nagyobb pumpáló energiára van szükség, és az optikai nívók élettartamával összevetve a gerjesztett nívók élettartama is nagyságrendekkel rövidebb. További problémát jelent, hogy a lágyröntgen-hullámhosszakon nem léteznek jó reflexiójú tükrök.

1985-ben az Amerikai Egyesült Államokban hozták létre az első olyan lézerfolyamatot, amelynek hullámhossza már a lágyröntgen-tartományba esett. Ehhez felhasználták a világ akkori legnagyobb teljesítményű optikai lézerrendszereit [2, 3], amelyeket a nukleáris fúzió kutatásához is használtak. A lágyröntgen-sugárzáshoz szükséges populációinverziót – az igen nagy energiájú optikai tér és a célfelületként használt szilárdtest-kölcsönhatásakor létrejövő – forró ($T > 10^6$ K) és sűrű ($N > 10^{19}$ cm⁻³) plazmában érték el. Említést érdemel még a „csilloghaborús” röntgenlézer (1980–85), melynek gerjesztéséhez nukleáris robbantást használtak fel [4]. Ezen üttörő munkákat számos, sikeres kísérlet követte, melyek a lézer kimeneti jellemzőinek fejlesztésére és alkalmazására irányultak. Az 1985-től elért nagy előrehaladás ellenére a lágyröntgen-lézer bonyolultsága, költségessége és hatalmas mérete gátat szabott a lágyröntgen-lézerek széles körű elterjedésének.

Koherens lágyröntgen-sugárzást nem csak plazmában lehet létrehozni, illetve erősíteni. A szinkrotronokban töltött részecskék keringenek nagy sugarú körpályán és (centripetális) gyorsulásuk miatt széles spektrumú sugárzást bocsátanak ki. A szinkrotron előnye, hogy széles tartományon hangolható, és nagy átlagos teljesítménnyel rendelkezik. Hátránya, hogy számos alkalmazás (pl. röntgen-mikrofluoreszcencia, nemlineáris folyamatok tanulmányozása, sűrű plazmák diagnosztikája) szempontjából túlságosan kis csúcsintenzitással rendelkezik. Továbbá óriási méretű, és igen magas az üzemeltetési költsége.

A szabadelektron-lézerben (*free electron laser*, FEL) egy ultrarelativisztikus elektronnalábot térben periodikusan változó mágneses téren engednek keresztül. A FEL nagyobb energiájú és koherensebb sugárzást bocsát ki, mint a szinkrotron. A jövőben számos ultra-rövidhullám-

hosszú FEL-t terveznek megépíteni, illetve több építése már folyamatban van. Viszont ezek a lézerek is igen nagy méretűek és költségesek.

A kisebb, asztali méretű röntgenlézer fejlesztése számos okból szükséges és perspektivikus. Lehetőséget ad az anyagok nagy precizitású megmunkálásától kezdve a röntgenholográfia fejlesztésére, atomi folyamatok vizsgálatára, fotokémiai vizsgálatokra, biológiai minták leképezésére és (pl. a nukleáris fúzióhoz szükséges) nagyon sűrű plazmák diagnosztikus vizsgálatára [1].

A TW csúcsteljesítményű, asztali méretű optikai lézerrendszerek nagyarányú fejlődésének köszönhető, hogy a lágyröntgen-lézer működéséhez szükséges forró plazmát ma már asztali méretű, kompakt lézerekkel előállított intenzív lézerfény és szilárdtest-felület kölcsönhatása során is létre tudják hozni (lásd pl. [5]).

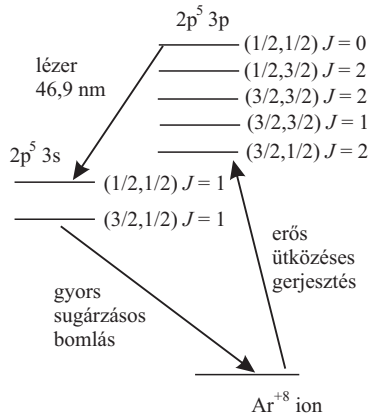
A lágyröntgen-lézer működéshez szükséges többszörösen ionizált plazma előállításának egy másik fontos módja a kapillárisban gyors kisüléssel létrehozott, homogénen összehúzódó plazma. A szakirodalomban az ilyen típusú kisüléseket „Z-pinch”-nek nevezik. A Z-pinchet eredetileg a termonukleáris fúzióhoz dolgozták ki, de a módszer új utat nyitott a relatíve egyszerű, olcsó, jó hatásfokú, asztali méretű lágyröntgen-lézerek területén is.

Asztali méretű optikai lézerberendezéssel magas rendű frekvenciakonverziót használva lehetséges látható fényt lágyröntgen-tartományú sugárzássá alakítani [6]. Bár ezzel a technikával eddig viszonylag kis energiájú (nJ-os) impulzusokat állítottak elő, perspektivikusnak tűnik látható tartományú fs-os impulzusok felhasználásával nagy csúcsintenzitású és nagy átlagenergiájú lágyröntgen-sugárzás elérése is.

Mivel az eltérő alkalmazások eltérő tulajdonságú fényforrást igényelnek, a fenti koherens lágyröntgen-sugárzást előállító berendezések közül az aktuális feladathoz legjobban illeszkedőt kell kiválasztani.

Kapilláris kisüléssel gerjesztett Ar⁺⁸-lézer

Az egyik legnyilvánvalóbb lehetőség az egyszerű, olcsó és asztali méretű, nagy energiájú és átlagteljesítményű lágyröntgen-lézer megvalósítására a kapilláris kisülés alkalmazása. Kapilláris kisüléssel gerjesztett plazmában létrehozott, nagymértékben erősített lágyröntgen-sugárzásról először 1994-ben *J.J. Rocca* és társai számoltak be az USA-ban. A lézerfolyamatot a neonszerű argon (Ar⁺⁸) 46,9 nm-es hullámhosszú 3p–3s ($J = 0-1$) átmenetén detektálták. Az argonatomokat műanyag kapillárisban, nagyon gyors (60 ns) és nagy áramú (40 kA) Z-pinch-kisüléssel gerjesztették, illetve ionizálták [7]. Később ez a csoport az előállított lágyröntgen-impulzusok energiájának a telítődését 1 mJ-nál érte el, és 5–7 mrad divergenciájú nyalábot hozott létre. A nyaláb gyűrű alakú intenzitáspro-



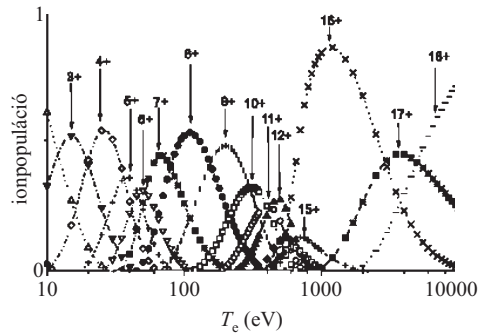
1. ábra. Neonszerű argonion energiaszintjei és a lézerműködés szempontjából fontos átmenetei [1].

fillal rendelkezett. A nagy érdeklődést kiváltó eredmények és új elméletek kidolgozása ellenére a világ más csoportjai képtelenek voltak az 1994-es eredményeket megismételni egészen 2001-ig. 2001–2002-ben egymástól függetlenül egy izraeli [8], japán [9] és olasz–magyar [10] csoport számolt be mérsékelt energiájú (μ) légyröntgéntartományú erősítésről a nem telítődő tartományban.

A neonszerű argon $2p^5 3p$ ($J=0$) és $2p^5 3s$ ($J=1$) energiaszintjei között elektronütközéssel lehet populációinverziót létrehozni (1. ábra).

Egyensúlyi állapotban lévő argonplazmában a tíz elektronnal rendelkező Ar^{+8} -ionok, amelyek zárt, neonszerű elektronhéjjal rendelkeznek relatíve stabilak (2. ábra).

A 2. ábra az „atomic-kinetic code”-dal számolt, relatív ionpopulációkat mutatja a hőmérséklet függvényében. A

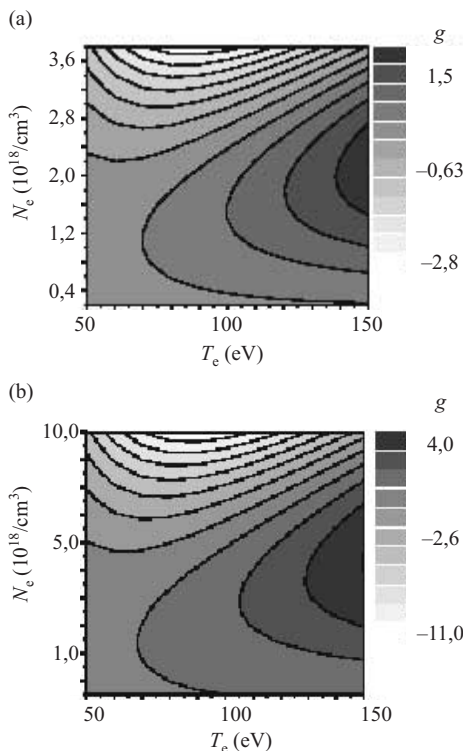


2. ábra. Különböző töltésű ionok relatív populációinak függése az elektron-hőmérséklettől [12].

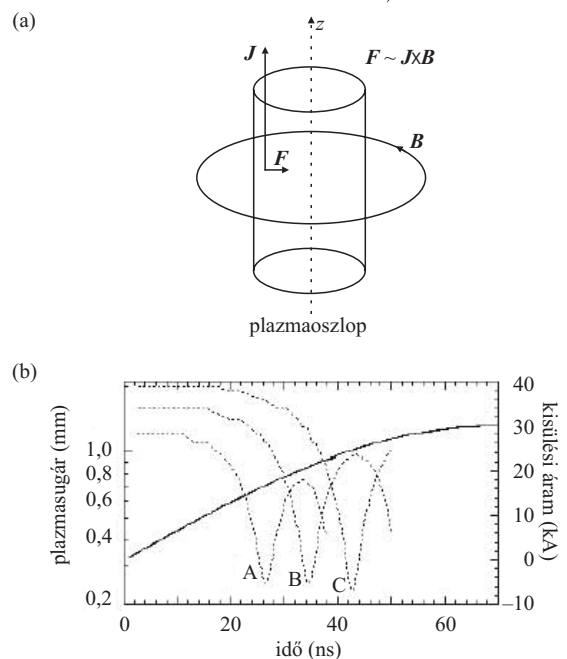
Ne-szerű ionok (Ar^{+8}) nagy számban a $k_B T \sim 100$ eV-nak megfelelő hőmérsékleten fordulnak elő. Az Ar^{+8} -ionok képesek fennmaradni az elektron-hőmérséklet (40–120 eV) és elektronsűrűség ($N_e = 1-10 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) széles tartományán. Ebben a viszonylag sűrű plazmában az elektronütközéses gerjesztés hozza létre a populációinverziót a $2p^5 3p$ ($J=0$) és $2p^5 3s$ ($J=1$) szintek között. A kialakuló g erősítési együttható a 3. ábra mutatja az elektron-hőmérséklet és elektronsűrűség függvényében.

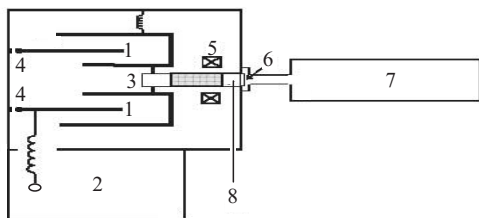
A $2p^5 3p$ ($J=0$) energiaszintnek a $2p^5 3s$ ($J=1$) szinthez képest rövidebb sugárzási élettartama teszi lehetővé e szintek között a populációinverzió kialakulását. Az eddigi kísérletekben a maximális populációinverzió, illetve lézerezés $k_B T = 50-70$ eV elektron-hőmérsékleten és $N_e = 1-5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sűrűségen érték el. Ez körülbelül 300 μm átmérőjű plazmaszlop esetén valósul meg. Nagyobb átmérő esetén az erősítés jelentősen csökken (3.a ábra). Az elektron-hőmérséklet növelésével lehetőség van a lézerezés további növelésére (3. ábra).

3. ábra. Az erősítési együttható az Ar^{+8} $2p^5 3p$ ($J=0$) – $2p^5 3s$ ($J=1$) átmenetén ($\lambda = 46,9$ nm) az elektron-hőmérséklet és sűrűség függvényében (a) 600 μm és (b) 150 μm plazmasugarak esetén [12].



4. ábra. (a) A plazmaszlopot az áram által keltett $F \sim J \times B$ Lorenz-erő sugárirányban összenyomja (lásd pl. [13]). (b) A plazmasugár számított időbeli fejlődése (szaggatott vonal) (A) 1,2; (B) 1,6 és (C) 2 mm kezdeti plazmasugarak esetén. Az Ar-gáz nyomása 0,5 torr. A folytonos vonal a számított kislési áram időbeli változását mutatja [12].





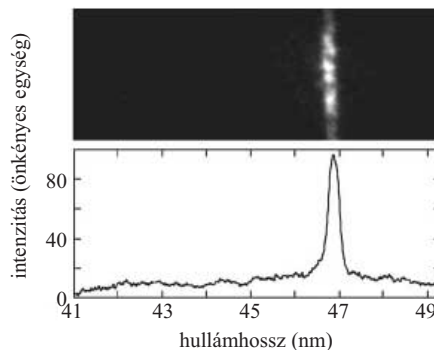
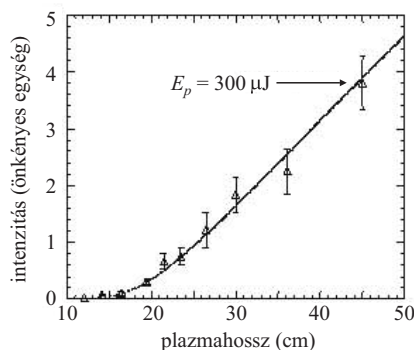
5. ábra. A Z-pinch berendezés sematikus ábrája. 1 – víz szigetelésű kondenzátor, 2 – Marx-generátor, 3 – kapilláris, 4 – szikraköz, 5 – árammérő Rogowsky-hurok, 6 – vákuumtartó fényretesz (3 és 7 között), 7 – detektáló egység, 8 – előionizációs áramkör [14].

A fenti paraméterekkel rendelkező plazma előállítására kerámia kapillárisban létrehozott Z-pinch-kisüléssel lehetséges. E pumpáló technika során nagy erősségű áram folyik az alacsony nyomású Ar-gázzal telt kapilláris z tengelye mentén (4. ábra). A kapillárisban jön létre a forró, sűrű és sokszorosán ionizált, kis átmérőjű aktív közeg. A plazma hőmérséklete és sűrűsége növekszik a plazmaoszlop gyors, sugárirányú összehúzódása miatt. Ez az összehúzódás az áram által keltett $\mathbf{F} \sim \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ Lorenz-erő következménye. Itt \mathbf{B} a plazmaoszlopban folyó \mathbf{J} áramsűrűségű áram következtében kialakuló mágneses indukció.

A kapilláris Z-pinch létrehozásához az 5. ábrán látható berendezést használtuk.

A hatfokozatú Marx-generátor lassan nagyfeszültségre (~150 kV) tölti fel a 7 nF-os, szigetelőként (nagy permeabilitású) vizet tartalmazó kondenzátort. Azután ez gyorsan kisül a víz szigetelésű szikraközt és a kerámia kapillárisban lévő argon plazmában. A kondenzátorban tárolt energia 80–100 J között van. A kísérletünkben 3,2 mm átmérőjű, 0,1–0,45 m hosszú, Al_2O_3 kerámia kapilláris használtunk. A gerjesztési áram erőssége 17–20 kA, időtartama 130–180 ns volt. A fő kisülést megelőzte egy 3–6 μs időtartamú, 20 A áramerősségű impulzus, amely előionizálta az Ar-gázt. Ez az előionizáció teremtette meg a plazma egyenletes összehúzódásához szükséges kezdeti feltételeket. A kapilláris folyamatosan áramló, 0,25–0,6 torr nyomású Ar-gázt tartalmazott. A kerámia kapillárisra, falának kismértékű ablációja jellemző. Ez a tulajdonság alapvető fontosságú a plazmaoszlop egyenletes

7. ábra. Kísérletileg mért lézerezési intenzitás (háromszögek) a kapilláris hosszának függvényében. A bejelölt hibák tíz-tíz mérésből számolt szórást mutatják. A lézér 0,1 Hz ismétlési frekvenciával működött. A folytonos vonal az elméleti illesztést mutatja [11].



6. ábra. Kapilláris kisülés során Ar-gázban keltett 20 cm hosszú plazmaoszlopból emittált sugárzás időátlagolt spektruma [11].

összenyomásához és hatékony fűtéséhez a Z-pinch során [11]. A kapillárisban jön létre a forró, sűrű és sokszorosán ionizált, körülbelül 300 μm átmérőjű aktív közeg.

A magyar–olasz együttműködéssel megvalósított lézer jellemzői

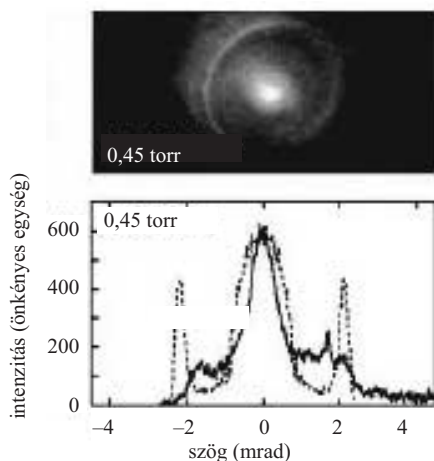
Kutatásunk során elértük, hogy relatíve lassú (130–180 ns) és alacsony áramú (17–20 kA) Z-pinch-kisülés még nagyon hosszú (~0,5 m) Al_2O_3 -kapillárisban is stabil és hatékony lézerműködést tesz lehetővé. A 3p–3s átmenethez tartozó 46,9 nm-es lágyröntgen-vonal erősen dominál az időátlagolt spektrumban (6. ábra). A lézerpulzus <2 ns, a háttérsugárzás pedig néhány száz ns időtartamú.

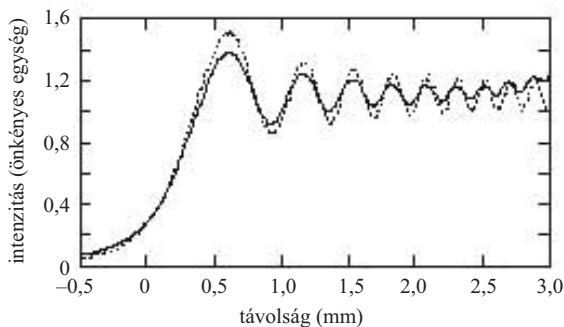
A lézér szupersugárzó módban működik, tükrök nélkül. A nem telítődő tartományban az $I \sim \exp(gL)$ lézerezési intenzitás a gL szorzattól függ. Amikor a gL erősítési együttható \times hossz szorzat eléri a 12–14 értéket, a lézerműködés hatékonysága növekszik, és létrejön a plazmahosszal arányos energiájú kvázikoherens lézerezés. Ez esetünkben ~20 cm hosszúságú plazmaoszlop esetén valósult meg (7. ábra).

A 8. ábrán a lézernyaláb távoli zónában mért intenzitáseloszlása látható.

A relatíve lassú (130–180 ns), alacsony áramú (17–20 kA) Z-pinch-kisülés még egy nagyon hosszú (~0,5 m)

8. ábra. A lézernyaláb távoli zónában detektált intenzitáseloszlása 0,45 torr nyomáson. A folytonos vonal a kísérletileg mért, a szaggatott a számított eredményt mutatja. A kísérleti görbét a számított értékhez normáltuk [11].





9. ábra. A lézernyaláb élen történő elhajlásának képe (folytonos vonal) és a Fresnel-integrállal számolt elhajlási kép (szaggatott vonal) [11].

Al_2O_3 -kapillárisban is megfelelően stabil ahhoz, hogy 300 μJ energiájú sugárzást bocsásson ki (7. ábra). Továbbá a 8. ábrán látható, hogy a nyaláb divergenciája közel diffrakció által határolt, 0,5 mrad értékű, a nyalábprofil Gauss-alakú. A 9. ábra szerint pedig a sugárzás majdnem teljesen koherens.

A lézer magas energiája, ismétlési frekvenciája, valamint a sugárzás jó térbeli koherenciája és nyalábjának Gauss-alakú intenzitáseloszlása miatt sokfajta alkalmazást tesz lehetővé. Például nemrég megmutattuk a szubmikrométer felbontású leképezés lehetőségét lézerrel [11]. Ezekben a kísérletekben lítiumfluorid-kristályban létrehozott színcentrumokat alkalmaztunk detektálásra.

A kísérleti adatok összevetése az eleméleti számításokkal azt mutatta, hogy a nyaláb kis divergenciáját a hosszú (~0,5 m-es) plazmaoszlopon belüli hullámvezetési mechanizmus hozza létre [11]. A hullámvezetés a lézer aktív közegében csökkenti a veszteségeket. Ez különösen nagy jelentőséggel bír kis erősítés esetén, amikor a sugárzásnak hosszú plazmaoszlopon kell keresztül haladnia. A hosszú plazma-hullámvezetők előállításának önmagában is számos potenciális alkalmazása van, mint például részecskegyorsítás ultra-nagyintenzitású lézerimpulzusokkal vagy magasrendű felharmonikusok előállítása [15].



A gyakorlatban használatos, asztali méretű lágyröntgen-lézer teljesen új területeket nyithat például az ultra-

rövid hullámhosszú nemlineáris optikában. A nem túl távoli jövőben, amikor a sugárzás hullámhossza mindössze néhány nm-re csökken, megvalósítható lesz a biológiai minták holografikus leképezése és a koherens röntgenfénynek az orvosi diagnosztikai alkalmazása. Számos olyan fontos alkalmazás lesz, melyek jelentőségét jelen pillanatban nem tudjuk felmérni.

A lézerfizika múltját tekintve, az új paraméterekkel rendelkező, nagy intenzitású elektromágneses források fejlesztésekor számos esetben váratlan jelenségeket figyeltek meg. Ezek a jelenségek rendszerint tudományos áttörésekhez vezettek. Sok kutató véli úgy, hogy a széles körben hozzáférhető lágyröntgen-lézerek használatát túlmutat a ma kézenfekvő különböző tudományos és ipari alkalmazásokon.

Köszönetnyilvánítás

E cikkben ismertetett lézert jelenleg továbbfejlesztjük a PTE és SZTE Kísérleti Fizika Tanszékei, a PTE DDKKK és az MTA RMKI együttműködésével. A szerző köszönettel tartozik magyar és olasz kollégáinak. Külön köszönet illeti Hebling Jánost, Almási Gábort és Nyitray Gergelyt a kézirat gondos átolvasásáért. A kutatást az Italian National Institute of Nuclear Physics, és az Olasz–Magyar TÉT program (I-74/1998, I-74/1999) az OTKA (M045644 és T046811) támogatta.

Irodalom

1. H. DAIDO Rep. Prog. Phys. 65(2002) 1513
2. D.L. MATTHEWS et al. – Phys. Rev. Lett. 54(1985) 110
3. S. SUCKEWER et al. – Phys. Rev. Lett. 55(1985) 1753
4. J. NILSEN – Quant. Electron. 33(2003) 1
5. J. DUNN et al. – Phys. Rev. Lett. 84(2000) 4834
6. A. RUNDQUIST et al. – Science 280(1998) 1412
7. J.J. ROCCA, V. SHLYAPTEV, F.G. TOMASEL, O.D. CORTÁZAR, D. HARTSHORN, J.L.A. CHILLA – Phys. Rev. Lett. 73(1994) 2192
8. A. BEN-KISH, M. SHUKER, R.A. NEMIROWSKY, A. FISHER, A. RON, J.L. SCHWOB – Phys. Rev. Lett. 87(2001) 015002
9. G. NIIMI, Y. HAYASHI, M. NAKAJIMA, M. WATANABE, A. OKINO, K. HORIOKA, E. HOTTA – J. Phys. D 34(2001) 1
10. S.V. KUKHLEVSKY et al. – Eur. Phys. J. D 19(2002) 73
11. S.V. KUKHLEVSKY et al. – Europhys. Lett. 63(2003) 694; Europhys. Lett. 63(2003) 681; Contr. Plasma Phys. 43(2003) 88; Opt. Comm. 231(2004) 403; Appl. Phys. B 78(2004) 965
12. S.V. KUKHLEVSKY et al. – Contr. Plasma Phys. 42(2002) 109
13. S.V. KUKHLEVSKY et al. – Europhys. Lett. 55(2001) 660
14. S.V. KUKHLEVSKY et al. – J. de Physique IV France 11(2001) 583; Plasma Source Sci. Technology 10(2001) 567
15. E. ESAREY, R.F. HUBBARD, W.P. LEEMANS, A. TING, P. SPRANGLE – Phys. Rev. Lett. 79(1997) 2682

KOHERENS RÖNTGENSUGÁRZÁS KÉLTÉSE KRISTÁLYBAN

Kálmán Péter

BME, Kísérleti Fizika Tanszék

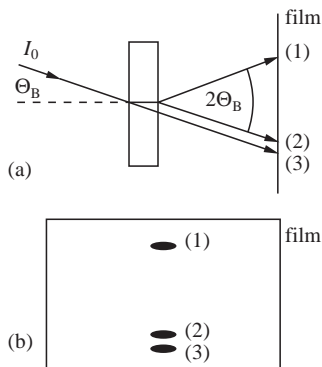
Egy koherens, keményröntgen-sugárzás – azaz a keV-os fotonenergia-tartományba eső sugárzás – keltésére tett elméleti javaslattal foglalkozunk. Ezen belül is a nagy intenzitású, 10 fs pulzushossz környékén működő lézernyalábok segítségével kristályokban generált koherens röntgen-sugárzás-keltés egy lehetséges mechanizmusát tárgyaljuk.



Koherens röntgensugárzást – a szinkrotronsugárzásban keletkező koherens röntgensugárzást kivéve – napjainkig

csak a lágy tartományban (fotonenergia <1 keV) sikerült keltetni [1]. A működő eszközök többnyire szupersugárzó üzemmódban dolgoznak, azaz rezonátor nélküli, erősítést mutató rendszerek. Koherens, kemény ultraibolya vagy lágy röntgen előállítható felharmonikus keltésével is. Manapság jóval a századik felharmonikus felett képesek felharmonikus keltésre [2].

A valóban lézernek mondható, és a keményröntgen-tartományban (fotonenergia >1 keV) működő berende-



1. ábra. Anomális röntgentranszmisszió jelentkezése. (a) A Bragg-szög alatt a kristálysíkokra (amelyek a szaggatott vonallal párhuzamosak) beeső monoenergetikus sugarak diagramja, amely megmagyarázza (b) a film-en keletkező három feketedést: (1) a diffraktált (2) az előre diffraktált nyalábok és (3) a normál transzmisszió okozta feketedés.

zés készítésének – többek között – az alábbi két fő nehézsége van: ebben a frekvenciatartományban nincs megfelelő rezonátor, és ebben az energiatartományban populációinverzió is nehezen hozható létre. A 10 fs körüli pulzushosszú, intenzív lézernyalábok [3] megjelenésével azonban lehetőség nyílt egy már korábban elvetett gondolat újraélesztésére, nevezetesen arra, hogy egykristályokat használjunk rezonátorként [4]. Másrészt az elérhető, tetemesen megnövekedett lézerezési intenzitás miatt új, szabadelektron-folyamatokra épülő pumpálási, illetve frekvenciakonverziós mechanizmusok alkalmazhatók.

Először az anomális röntgenabszorpció és röntgentranszmisszió jelenségeit tekintjük át, amelyek lehetővé teszik az egykristályok rezonátorként, illetve frekvenciaszelektorként való alkalmazását (következő rész). Ezután röviden ismertetjük az úgynevezett *channeling* jelenséget, majd az erre és a kristályrezonátorra alapuló, hangolható röntgenlézere vonatkozó javaslatl foglalkozunk, melyben a pumpálást a lézerpulzus keltette channelingező gyors elektronok szolgáltatják (*Kristályrezonátorú röntgenlézer* fejezet). Végül röviden szót ejtünk a koherens röntgenkeltés egyéb lehetőségeiről is (*Kitekintés*).

Az anomális röntgenabszorpció és röntgentranszmisszió jelensége

Az anomális röntgenabszorpció és röntgentranszmisszió jelenségét [5] az 1. ábra mutatja. Az ábrán (a) egy, a lap síkjára merőleges tengely körül forgatható kristályra a Bragg-törvény által meghatározott szögben beeső, monokromatikus röntgensugárzásnak (b) a kristály mögött elhelyezett fotolemezen keltett feketedése látható. A szaggatott vonal párhuzamos a kristálysíkokkal, amelyeken diffrakció történik. Az (1) a diffraktált, a (2) pedig az előre diffraktált nyaláb keltette feketedés. A (3) pontot a normál, azaz a diffrakciómentes transzmisszió okozza. A jelenség tehát a diffrakció következménye.

A diffrakció miatt, azaz a \mathbf{K}_0 hullámszámvektorú belépő röntgennyaláb és a \mathbf{K} hullámszámvektorú diffraktált nyaláb interferenciája következtében a kristályban álló hullámok keletkeznek. Ezeknek az állóhullámoknak a kristálysíkokon vagy csomópontjai – vagyis az elektro-

mos térerősségvektornak zérushelyei (α ág) –, vagy duzzadó helyei – vagyis az elektromos térerősségvektornak maximumai (β ág) – vannak. A kialakult sugárzás polarizációs állapota is kétféle lehet: a síkkal párhuzamos (σ), vagy a síkra merőleges (π). A röntgensugárzás abszorpciója az atomokon történik, ezért az atomsíkokon duzzadóhelyekkel rendelkező β ágban az abszorpció sokkal tetemesebb, mint az α ágban.

A sugárzás intenzitásának (I) anyagbeli gyengülése az ismert exponenciális törvényt követi.¹ Az abszorpciókoefficiens a különböző ágakban, és a polarizációs állapottól is függően más és más, ezért a különböző águ és polarizációs állapotú, Bragg-szög alatt beeső röntgensugárzások között az abszorpció szempontjából a különbözőség tetemes.

Szemléltetésként a Bragg-szög alatt beeső Cu K_α -sugárzásnak 1 mm Ge-ban való gyengülését adjuk meg a különböző ágakban és különböző polarizáció esetében. Ez α ág, σ polarizáció esetén: $\exp(-1,9)$, α ág, π polarizáció esetén: $\exp(-12,5)$, β ág, σ polarizáció esetén: $\exp(-63,5)$, β ág, π polarizáció esetén pedig: $\exp(-74)$. Összehasonlításként a nem Bragg-szög alatt beeső, azaz normális röntgenabszorpcióra ugyanez: $\exp(-38)$.

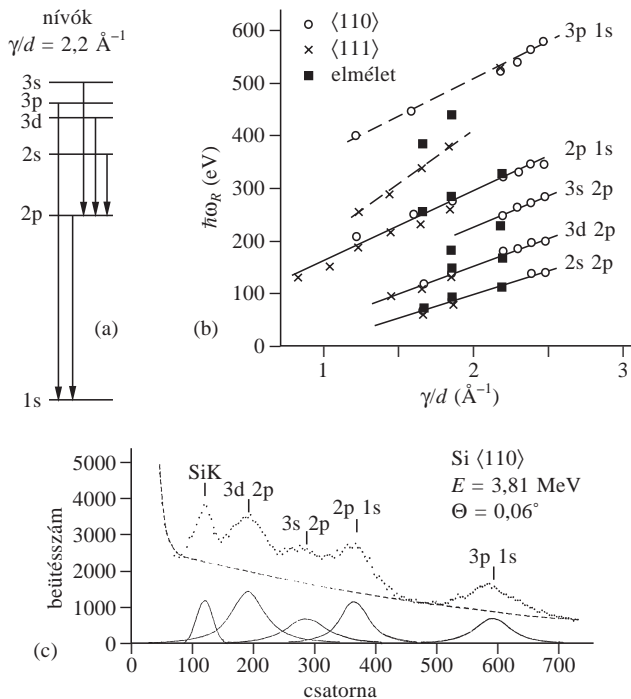
Látható, hogy a kristályban az α ágbeli σ polarizációjú sugárzás lesz a domináns. A fentiekből az is következik, hogy ha a sugárzás a kristályban keletkezik, akkor az α ágbeli módusok keltéséhez olyan folyamat előnyös, melyben a forrás nem az atomsíkokon található, mivel ott a térerősségnek zérushelye, és így ahhoz közel kicsiny értéke lesz. Vagyis a lecsökkent abszorpció nyújtotta előnyt akkor tudjuk kihasználni, ha az indukált emisszió eközben nem csökken. Ez akkor igaz, ha a forrás zömmel a rácssíkok között, az elektromos térerősségvektor maximumhelyeihez közel található. Ilyen alkalmas forrásnak tűnnek a kristályban channelingező, gyors elektronok. Ezért most a channeling jelenségét tekintjük át röviden.

A channeling-jelenség

Gyors, töltött részek kristályban mozogva bizonyos, a kristályszerkezet által meghatározott, jól definiált irányokban mutatják az úgynevezett channeling-jelenséget [6]. Ennek lényege az, hogy a részecske mozgása során nem egyedi atomokat, hanem atomsorokat vagy atomsíkokat érzékel, vagyis úgy mozog, hogy a mozgást befolyásoló potenciál egy atomsornak vagy pedig egy atomsíknak az átlagos potenciálja. Ezen átlagos potenciál hatása pedig olyan, mintha a részecske az atomsorhoz vagy atomsíkhöz kötött, annak potenciálsatornájában mozogna. A továbbiakban itt csak atomsorok keltette channelinggel foglalkozunk.

Az atomsor iránya mentén (z irány), vagyis azzal párhuzamosan a mozgást a részecske nagy kinetikus energiája miatt klasszikusnak tekinthetjük, és az erre merőleges síkban (xy sík) kezeljük csak kvantummechanikailag

¹ $I = I_0 \exp(-\mu x)$, ahol I_0 a sugárzás kezdeti értéke, x az anyagban megtett távolság, μ pedig a sugárzás abszorpciókoefficiense.



2. ábra. Szilícium egykristályban az $\langle 110 \rangle$ és az $\langle 111 \rangle$ irányokban mozgó, $E = 3,81$ MeV-os elektronok (a) kvázikötött állapotainak nívósémája, (b) az átmeneti energiák $(\hbar\omega_R)$ $\gamma = 1/(1-v_z^2/c^2)^{1/2}$ függése (v_z az atomsor mentén a sebesség, c a fénysebesség) és (c) a kvázikötött állapotok között megfigyelt átmenetek [8].

a problémát. A részecske által érzett átlagpotenciál vonzó és hengersizmetrikus, sok esetben $V(r) = -A/r$ alakú [7], ahol r az xy síkbeli polárkoordináta-rendszerben a sugár, A pedig az atomsorban az atomok egymástól való távolságától (d), és rendszámától (Z) függ ($A \sim Z^2/d$).

A kétdimenziós, stacionárius Schrödinger-egyenletnek a fenti potenciállal vannak kötött sajátállapotai. Az ezekhez tartozó főkvantumszám $n = 0, 1, 2, \dots$, a mellékvantumszám pedig $l = 0, 1, 2, \dots$ lehet. A megfelelő sajátértékeket a részecskehez rögzített (R) koordinátarendszerben $E_{LR}(n, l)$ -l jelöljük. Két sajátérték különbsége

$$E_{LR}(n1, l1) - E_{LR}(n2, l2) = \hbar\omega_R = \hbar\omega_0\gamma$$

alakba írható, ahol $\hbar\omega_0$ az átmenetre jellemző állandó,

$$\gamma = \frac{1}{(1 - v_z^2/c^2)^{1/2}},$$

v_z az atomsor mentén a sebesség, c pedig a fénysebesség. A kvázikötött állapotok közötti átmenet energiája adott atomsor esetén γ -n keresztül csak a részecske sebességétől függ. Mivel ezek a diszkrét energianívók a nagy kinetikus energiára szuperponálódnak, ezért ezeket *kvázikötött* nívóknak nevezik.

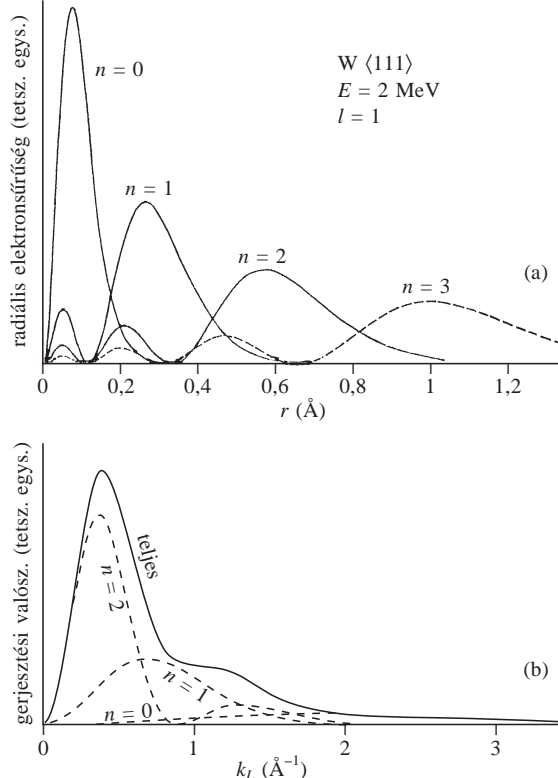
A 2. ábrán a $\hbar\omega_R(\gamma)$ függést láthatjuk különböző átmenetek esetén [8]. A 2.a ábra a kvázinívók elhelyezkedését és a közöttük lehetséges átmeneteket, a 2.b ábra ezek γ -függését mutatja, míg a 2.c ábra a mért spektrum. (Az anyag Si, az elektronok iránya pedig $\langle 111 \rangle$, illetve $\langle 110 \rangle$, energiája pedig (2.c) 3,81 MeV.) A 3.a ábrán wolframban az $\langle 111 \rangle$ irányban haladó 2 MeV-os elektro-

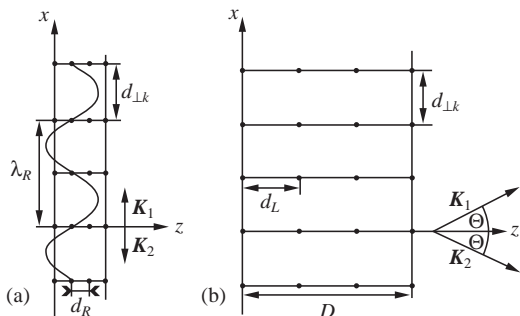
nok különböző főkvantumszámú állapotainak radiális elektronsűrűségeit láthatjuk $l = 1$ esetre, míg a 3.b ábra ezen állapotok gerjesztési valószínűségeinek az elektron hullámszámvektor z -re merőleges K_{\perp} ($\ll K_z$) összetevőjétől függő eloszlását mutatja. Az $n = 1$ és az $n = 2$ görbék metszéspontjának K_{\perp}^* értékénél kisebb K_{\perp} komponensű elektronok esetén az $n = 2$ állapotra populációinverzió várható [9]. A továbbiakban a channeling-jelenségen alapuló röntgenlézer-sémát tárgyaljuk.

Kristályrezonátorú röntgenlézer

A fenti előzmények után a kristályrezonátorú, channelingező elektronokkal pumpált röntgenlézer alap gondolatát a 4. ábra segítségével érthetjük meg [10]. Az ábrán a rezonátorként alkalmazni kívánt kristályt két koordinátarendszerben ábrázoltuk, (a) az elektronhoz rögzített (R) és (b) a laborhoz rögzített (L) koordinátarendszerben. Az elektron a z tengellyel párhuzamosan mozog. A z tengely mentén az atomok távolsága a laborrendszerben d_L , ami az elektron vonatkoztatási rendszerében $d_R = d_L/\gamma$ a Lorentz-kontrakció miatt. A channelinget eredményező atomsorok egyúttal kristálysíkokat is alkotnak, amelyek távolsága $d_{\perp k}$ ($k = 1, 2$) a z -re merőleges két iránynak megfelelően (ha a kristály elemi cellája téglatest), és amelyek segítségével a kristályban például az x irányban – amint azt a 4. ábrán láthatjuk – állóhullámok alakulhatnak ki. Ezen állóhullámok kialakulásának egyik feltétele,

3. ábra. Wolfram egykristályban az $\langle 111 \rangle$ irányban mozgó 2 MeV-os elektronok kvázikötött állapotainak (a) radiális elektronsűrűsége és (b) gerjesztési valószínűségei $l = 1$ mellékvantumszámú állapotok esetén [9].





4. ábra. Kristályrezonátorú röntgenlézer. (a) Az elektronhoz rögzített koordináta-rendszerben (R) alkalmazott jelölések. d_R a z -tengely mentén az atomok távolsága, $d_{\perp k}$ a z -re merőleges (pl. x irányban) a kristálysíkok távolsága. λ_R a kristályrezonátor által meghatározott hullámhossz. \mathbf{K}_1 és \mathbf{K}_2 az állóhullámot kialakító, egymással szembe fordított két haladó hullám hullámszámvektorai. $|\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2| = 2\pi/d_{\perp k}$ ($\lambda_R = 2d_{\perp k}$) (b) A laborrendszerbeli (L) jelölések. Itt a kristály áll, és az elektron a z tengellyel párhuzamosan relativisztikus sebességgel mozog. d_L az atomok távolsága a z tengely mentén. D az elektronnak a kristályban megtett útja (a kristály vastagsága), és Θ a kilépő sugárzásnak a z tengellyel bezárt szöge [10].

hogy hullámhosszuk a síkok távolságának kétszerese legyen. A channelingező elektronok kvázikötött állapotai közötti átmenet energiája az elektron sebességével hangolható ($\hbar\omega_R = \gamma\hbar\omega_0$ miatt), és megfelelő elektronsebesség esetén éppen megegyezik a rezonanciafeltétellel, azaz a

$$\hbar\omega_R = \frac{\pi \hbar c}{d_{\perp k}} \quad (1)$$

által megkívánt energiával. Ez az egyenlet γ -t, vagyis az elektron sebességét határozza meg, ha használjuk a $\hbar\omega_R = \gamma\hbar\omega_0$ összefüggést, és így

$$\gamma = \frac{\pi c}{\omega_0 d_{\perp k}}.$$

A kristályban így állóhullámok keletkeznek, amelyek a 4. ábra szerinti esetben tehát két x irányú, K_{Rx} és $-K_{Rx}$ impulzusú ($K_{Rx} = \omega_R/c$) haladóhullám szuperpozíciójából tevődnek össze. Ezen két nyalábhoz tartozó hullámszám-négyesvektorok: $(\omega_R/c, K_{Rx}, 0, 0)$ és $(\omega_R/c, -K_{Rx}, 0, 0)$, amelyek Lorentz-transzformációjával kapjuk meg a laborrendszerbeli négyesvektorokat. Ez utóbbiak a kristályból kilépő sugárzás(ok) jellemzői és az alábbiak: $(\omega_L/c, K_{Lx}, 0, K_{Lz})$, $(\omega_L/c, -K_{Lx}, 0, K_{Lz})$, ahol $\omega_L = \gamma\omega_R$, $K_{Lx} = K_{Rx}$, $K_{Lz} = \gamma\omega_R/c$. Mivel $K_L = (K_{Lx}^2 + K_{Lz}^2)^{1/2} = \omega_L/c$, a laborrendszerben a sugárzás a z tengellyel Θ szöget bezáró irányokban jelentkezik, ahol $\sin\Theta = 1/\gamma$. A fentiek alapján látható, hogy ω_L közvetlenül kifejezhető a channeling-átmenet karakterisztikus frekvenciájával ω_0 -val, mint $\omega_L = \gamma^2\omega_0$.

Az egyes átmenetek karakterisztikus frekvenciáját Si egykristályban az $\langle 110 \rangle$ irányban channelingező 3,81 MeV-os elektronok esetén kapott mérési eredményekből ([8], illetve 2. ábra) lehet meghatározni. (A mérésből $\hbar\omega_R$ kapható meg, ebből $\hbar\omega_0$ számolható.) A $3p \rightarrow 1s$ és a $2p \rightarrow 1s$ átmenetekre $\hbar\omega_0^{31} = 61$ eV-ot és $\hbar\omega_0^{21} = 38$ eV-ot kapunk. Ennek alapján szilíciumtól különböző anyagok esetén a következő módon kaphatjuk meg az átmeneti energiákat. Az atomsor potenciáljának erőssége – amint

azt a channelinget tárgyaló részben említettük – d -tól és Z -tól függ, és ezért a probléma átskálázható, ami a $\hbar\omega_0^n = \eta^2 \hbar\omega_0^o$ összefüggésre vezet, ahol $\hbar\omega_0^o$ a régi anyag, $\hbar\omega_0^n$ az új anyag átmeneti energiája és

$$\eta = \left(\frac{Z_n}{Z_o} \right)^{2/3} \frac{d_o}{d_n}.$$

(Itt az n index az új anyagra, az o index pedig a régi anyagra – ami esetünkben Si – utal.) A fentiek segítségével több különböző kristályra kapott eredményünket [11] tartalmazza. Lényeges megjegyeznünk, hogy a kvázikötött állapotok között az átmenetek viszonylag szélesek, megközelítően $\Gamma = 0,15 \hbar\omega_L$ nagyságrend szélességűek, ami a pumpáló elektronok energiaintervallumát, ΔE_{kin} -t az alábbi formulák segítségével határozza meg: $\Delta \hbar\omega_L = \Gamma = \gamma \Delta \gamma \hbar\omega_0$ adja $\Delta \gamma$ -t, és $\Delta E_{\text{kin}} = \Delta \gamma m_0 c^2$, ahol m_0 az elektron nyugalmi tömege.

Mivel a channelingező elektronokkal pumpált kristályrezonátorú röntgenlézert viszonylag monoenergetikus elektronok segítségével pumpáljuk, ezért a rendszer a félvezető lézerhez hasonlatos. A lézer a pumpálásban egy küszöb elérése után indul be. Ennek, azaz pontosabban a küszöbáramnak a számításához a félvezető lézerek számítási módszerét alkalmazzuk. A $G(\lambda)$ erősítés az alábbi módon fejezhető ki [12] a sugárzás hullámhosszával (λ), a populációinverziót meghatározó mennyiséggel, ami $\xi = (N_2 - N_1)/N_2$ (ahol N_2 és N_1 a 2 és az 1 ($E_2 > E_1$) állapotokban az elektronok száma), az elektronok áramsűrűségével (J), a kristály vastagságával (D), valamint a $g(v)$ vonalalak-függvényvel:

$$G(\lambda) = \frac{\lambda^2 \xi J g(v)}{8\pi^2 e D}. \quad (2)$$

Itt e az elemi töltés. A vonalalak-függvényt annak maximumértékénél $g = 2T_2$ -vel közelítettük, ahol T_2 a felső kvázikötött állapot élettartama, amelyet az állapot $\gamma_2 = 2\gamma^2 \hbar c / l_c$ szélességből (ahol $l_c \sim 0,5 \mu\text{m}$ az állapotok úgynevezett koherenciahossza [6]) kaphatunk meg.

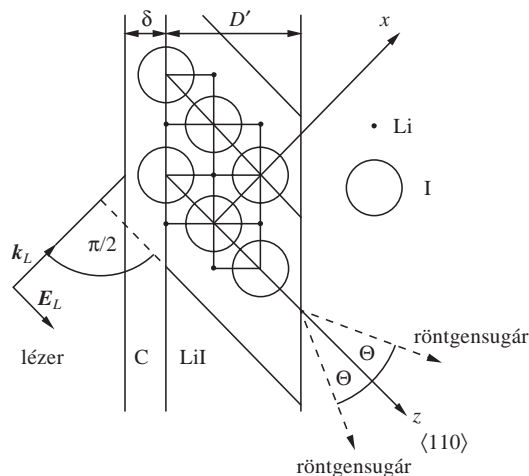
Az erősítés feltétele

$$G(\lambda) > \mu_B(\lambda), \quad (3)$$

ahol $\mu_B(\lambda)$ a λ hullámhosszúságú röntgensugárzás abszorpciós koefficiense az anomális transzmisszióban ($\mu_B(\lambda) \sim 0,1 \mu_n$, ahol μ_n a normális transzmisszió abszorpciós koefficiense). Így az áramsűrűség küszöbértékére (J_{th}) az alábbi feltételt kapjuk:

$$J_{\text{th}} \geq \frac{8\pi^2 e c \lambda^2 \gamma^2 \mu_B(\lambda) D}{l_c \xi}. \quad (4)$$

A (4) által megkívánt, meglehetősen nagy ($J > 10^{12}$ A/cm²) áramsűrűségek csak impulzusokban állíthatók elő. Ehhez nyújthatnak megfelelő eszközt a 10 fs körüli pulzushosszú intenzív lézerek [3]. Ez a rövid pulzushossz azért előnyös, mert a kristály felmelegedésében jelentős szerepet játszó elektron-fonon relaxációs idő néhány száz femtoszekundumnyi [13], aminél számottevően rövidebb



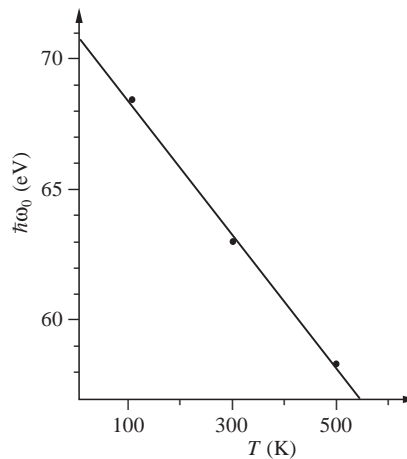
5. ábra. Egy, a kristályrezonátorú röntgenlézér megvalósítására javasolt kísérleti elrendezés sémája. E_L és k_L a lézer elektromos térerősség- és hullámszámvektorát jelenti. δ és D' a grafitréteg és a LiI egykristály vastagsága. ($D = (2D')^{1/2}$). A többi jelölés az 1. ábrával azonos [10].

lézerpulzus alkalmazásával a kristály felmelegedése és roncsolódása a pulzushosszal összemérhető idő alatt nem történik meg. Ha az elektronokat a rezonátorkristályra felvitt vékony (szkinmélység vastagságú) vezető rétegben (pl. grafitban) keltjük, akkor a channelingben résztvevő, gyors elektronok pulzushossza a lézérével megegyező nagyságrendűnek tekinthető. Ez alatt az idő alatt tehát a rezonátorkristály még várhatóan fennmarad.

Az 5. ábrán a kristályrezonátorú röntgenlézér megvalósításának egy konkrét javaslata látható. Rezonátorkristálynak a channeling-kísérletekben használt Si helyett LiI-t javasolunk, és ebben is az $\langle 110 \rangle$ irányú jódatomok sora az, amely a rezonátort képezi, mivel a Li-atomok röntgenabszorpciója a jódatomokhoz képest elhanyagolható. A kristályra szkinvastagságú grafitréteget viszünk, mely a pumpáló lézernyalábot elnyelve gyors elektronokat kelt. A számolt röntgenlézér paraméterek az alábbiak: $\eta^2 = 4,84$, $\hbar\omega_0^{L,31} = 298$ eV, $\hbar\omega_0^{L,21} = 183$ eV, $d_{1,k} = 4,24 \cdot 10^{-8}$ cm, $\hbar\omega_R = 1,462$ keV (amit (1)-ből $d_{1,k}$ határoz meg), $\gamma_{31} = 4,91$, $\gamma_{21} = 7,99$, $\Theta_{31} = 11,7^\circ$, $\Theta_{21} = 7,19^\circ$, $\hbar\omega_L^{31} = 7,11$ keV, $\hbar\omega_L^{21} = 11,7$ keV. A channelingező elektronok kinetikus energiája $E_{31} = 2$ MeV és $E_{21} = 3,57$ MeV, és ezeknek az állapotok szélessége által meghatározott hatásos intervalluma $\Delta E_{31} = 0,185$ MeV és $\Delta E_{21} = 0,30$ MeV. A többi numerikus adatot [10] tartalmazza. (A 31 és 21 index a $3p \rightarrow 1s$ és a $2p \rightarrow 1s$, a 3. ábrán látható átmenetekre utalnak.)

Az esetünkben szükséges energiájú gyors elektronokat lézerekkel már majdnem egy évtizede keltettek [14]. Kísérletileg azt is kimutatták, hogy az igen intenzív lézerpulzusok az általuk generált plazmában csatornát keltenek maguknak, így távolabbra jutnak, és ezeknek a csatornáknak a keltésében a pulzussal egyúthaladó relativisztikus elektronoknak nagy szerepük van [15]. Egy további kísérletből [16] az is kiderült, hogy a csatornaképződés nemcsak a pulzus propagációs hosszát növeli, hanem csökkenti az elektronok divergenciáját és növeli energiájukat. Ezzel a módszerrel már hét évvel ezelőtt 20 MeV-os elektronokat is sikerült keltetni [17].

Az itt tárgyalt kristályrezonátorú röntgenlézér-sémának még egy előnye van, a hangolhatóság [18]. A hőtágulás



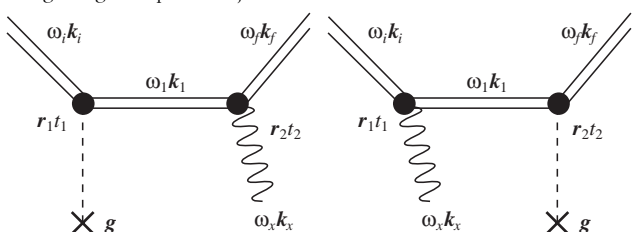
6. ábra. Nikkelben az $\langle 100 \rangle$ síkok között channelingező elektronok $n = 1 \rightarrow n = 0$ átmenetéhez tartozó karakterisztikus energia ($\hbar\omega_0$) hőmérsékletfüggése. T a kristály abszolút hőmérséklete. A pontok [19] mérésekből valók.

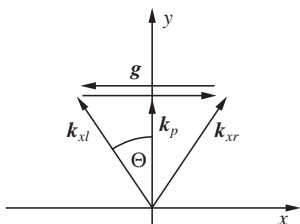
következtében a channeling potenciálját megadó atomsorokban, illetve atomsíkokon az atomok közötti távolság változik, így változik a potenciál erőssége, és ezáltal a kvázikötött állapotok energiájának a különbsége is. Ezen energiakülönbség hőmérséklettől való függését (6. ábra) nikkelben az $\langle 100 \rangle$ síkok között channelingező elektronoknak az $n = 1 \rightarrow n = 0$ átmenetéhez tartozó karakterisztikus energiája ($\hbar\omega_0$) esetében vizsgálták [19]. (Az ábrán T a kristály abszolút hőmérséklete.) A hőmérséklettel való hangolhatóság másik, de kevésbé számottevő oka a rezonátort alkotó atomsíkok távolságának szintén a hőtágulás miatti változása. Másrésztől a mintát célszerű hűteni, mivel alacsonyabb hőmérsékleteken az anomális transzmisszió számottevőbb [20].

Kitekintés

A kristályok frekvenciaszelektív tulajdonságát egy másik alkalmazásnál is használtuk. Ennél a lézerpulzus keltette szabad, gyorsuló elektronok szóródása közben keltünk a kristályban röntgensugárzást. A [21] és [22]-ben tárgyalt mechanizmus érdekessége, hogy a lézertérben a kristály potenciálján szóródó elektron (lásd 7. ábra) gyorsulása közben sugározza ki a keményröntgensugárzást. Mindehhez az energiát természetesen az intenzív ($I > 10^{16}$ W/cm²) lézertér szolgáltatja. Az alkalmas irányban kisugárzott \mathbf{K}_{xl} és \mathbf{K}_{xr} hullámszámvektorú két, haladóhullámú röntgenteret a kristály csatolja álló-

7. ábra. A kristálybeli röntgenkeltés két gráfja. Az i, j -fel indexelt ket-tősvonalak a lézertérben felöltözött elektron úgynevezett Volkov-állapotait jelentik. A szaggatott vonal a rács, a hullámos vonal pedig a röntgensugárzás potenciálja [21].





8. ábra. A \mathbf{K}_{xl} és \mathbf{K}_{xr} hullámszámvektorú két, haladóhullámú röntgentér Bragg-csatolásának diagramja. x és y egy lapcentrált köbös rács két kristálytani iránya. A Bragg-feltétel határozza meg a terjedés irányának szögét, Θ -t, amely a keletkező röntgen körfrekvenciájától (ω_s) is függ. A lézer- és a röntgenterek polarizációs vektorainak ($\mathbf{e}_p, \mathbf{e}_x$) mindegyike merőleges a rajz síkjára. \mathbf{k}_p pedig a pumpáló optikai lézer terjedési irányába mutat [21].

hullámmá (8. ábra). Ehhez a javaslatához hasonlatos elképzeléseket [23] és [24] tartalmaz. Ezekben a munkákban az az eltérés az előbbi esethez képest, hogy az ezekben vizsgált folyamatokban a kristályokba kívülről lépnek be a szabad elektronok, amelyek egy intenzív lézertér és a kristály együttes jelenléte miatt keltik a lágyröntgen-sugárzást. A röntgenlézerre vonatkozó javaslatok mellett a gammalézerek [25] témakörében tetek még javaslatot kristályok rezonátorként való alkalmazására. (A gammalézerekről nemrég jelent meg összefoglaló munka [26].) Röntgenlézer készítésére egészen más jellegű, új javaslat is született [27], amely az inverziómentes lézer elképzelésén alapul, de ennek tárgyalása már kivezet az itt tárgyalt témakörből.

Irodalom

1. C.H. SKINNER – Phys. Fluids B 3 (1991) 2420; H.C. KAPTEYN, L.B. DE SILVA, R. FALCONE – Proc. IEEE 80 (1992) 342

2. A. L'HUILLIER, P. BALCOU – Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 774; J.J. MAC-KLIN, J.D. KMETEC, C.L. GORDON III – Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 766; Z. CHANG et al. – Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2967; CH. SPIELMANN et al. – Science 278 (1997) 661; M. SCHNREER et al. – Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 3236
3. L. XU et al. – Appl. Phys. B 65 (1997) 151; S. SARTANIA et al. – Opt. Lett. 22 (1997) 1562
4. C.G. BALDWIN et al. – J. Phys (Paris) Colloq. 47 (1986) C6-299
5. G. BORRMANN – Z. Phys. 127 (1950) 297; B.W. BATTERMANN, H. COLE – Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 681
6. J.U. ANDERSEN, E. BONDERUP, R.H. PANRELL – Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 453
7. R.W. TERHUNE, R.H. PANTELL – Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 265
8. N. CUE et al. – Phys. Lett. A 80 (1980) 26
9. K. KAMBE, G. LEMHPFUL, F. FUJIMOTO – Z. Naturforsch. 29a (1974) 1034; K. KOMAKI, F. FUJIMOTO – Phys. Lett. A 49 (1974) 445; A. TAMARA, T. KAWAMURA – Phys. Stat. Sol. B 73 (1976) 391
10. P. KÁLMÁN – Phys. Rev. A 48 (1993) R42
11. P. KÁLMÁN, I. TÓTH, A. TÓTH – Las. Phys. 5 (1995) 401
12. A. YARIV: *Quantum Electronics* – Wiley, New York, 1975.
13. J.G. FUJIMOTO, J.M. LIU, E.P. IPPEN, N. BLOEMBERGEN – Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1837
14. A. PUKHOV, J. MEYER-TER-VEHN – Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3975
15. M. BORGHESE et al. – Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 879
16. R. WAGNER et al. – Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3125
17. G. MALKA et al. – Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2053
18. P. KÁLMÁN – Phys. Rev. A 49 (1994) 620
19. J.U. ANDERSEN, E. BONDERUP, E. LAEGSGAARD, A.H. SORENSEN – Phys. Scr. 28 (1983) 308
20. B.W. BATTERMANN – Phys. Rev. 126 (1962) 1461
21. P. KÁLMÁN, T. BRABEC – Phys. Rev. A 52 (1995) R21
22. P.KÁLMÁN, T. BRABEC – Phys. Rev. A 53 (1996) 627
23. F.H.M. FAISAL – Phys. Rev. A 54 (1996) 1769
24. F.H.M. FAISAL, J.Z. KAMINSKI – Phys. Rev. A 56 (1998) 748
25. G.C. BALDWIN, J.C. SOLEM, V.I. GOL'DANSKII – Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 687
26. G.C. BALDWIN, J.C. SOLEM – Rev. Mod. Phys. 69 (1997) 1085
27. J. BERGOU, P. KÁLMÁN – LPHYS'98, (7th International Workshop on Laser Physics), Berlin, July 6–10, 1998.

IDŐJÁRÁS, ÉGHAJLATVÁLTOZÁS

A jelenségek szemléltetése egyszerű demonstrációs kísérletekkel

Ujfaludi László
Eszterházy Károly Főiskola, Eger

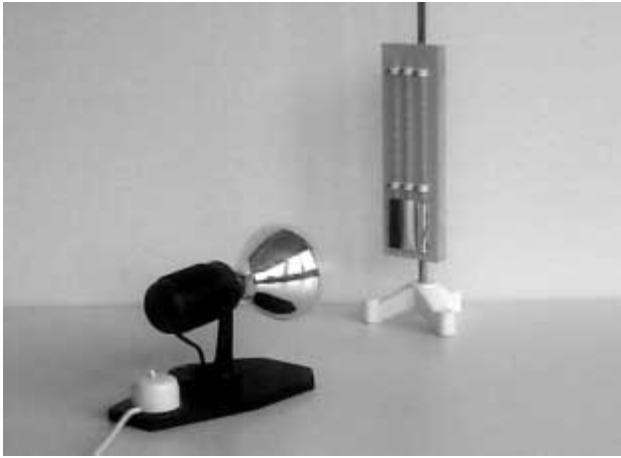
Az időjárás mindannyiunk napi beszédtemája, az emberi tevékenység által előidézett éghajlatváltozás pedig fenyegető árnyként borul civilizációnk és az egész élővilág jövőjére. Az időjárási jelenségek rendkívül bonyolult légköri folyamatok eredményeképp jönnek létre, amelyekben a hidroszférának is fontos szerepe van. A folyamatok egyes mozzanataiban azonban egyszerű fizikai (elsősorban hőtani és áramlástani) alapjelenségekre vezethetők vissza, amelyek egyszerű kísérletekkel bemutathatók. Jelen tanulmány célja néhány ilyen kísérleti demonstráció bemutatása, majd azok továbbgondolása útján az összetett időjárási-éghajlati folyamatok magyarázata. A bemutatott 7 kísérlet közül 6 igen egyszerű eszközökkel bemutatható. Egyedül a 3. kísérlet (az ún. Hide-féle kísérlet) igényel speciális kísérleti berendezést, amely azonban némi barkácsolással házilag is elkészíthető; végső esetben ez a kísérlet el is maradhat.

Jelen tanulmány a 2002-ben Debrecenben, az Általános Iskolai Fizikatanári Ankéton elhangzott előadás szövegének bővített változata.

A napsugarak felmelegítik a földfelszínt

Köztudott, hogy a Nap sugarai először a földfelszínt melegítik fel, majd a légkör a felszínről induló konvektív áramlások révén (közvetve) melegszik fel. A földfelszín különböző színű és minőségű területei ugyanakkora besugárzás esetén is nagyon különbözőképpen melegsznek fel.

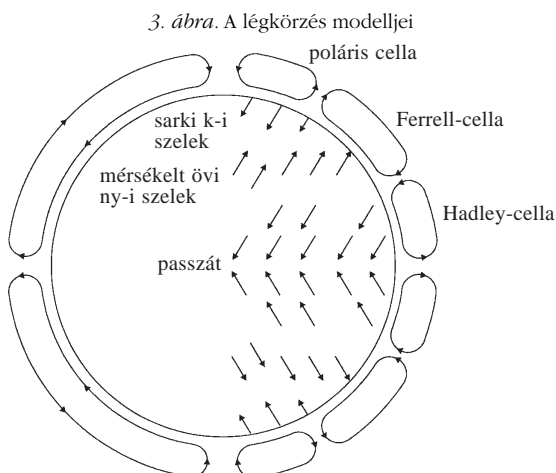
Rögzítsünk egy állványra három egyforma hőmérőt, amelyeket előzőleg különböző burkolattal (fekete, fehér papír és alufólia) láttunk el. Ha ezután a hőmérőket egy hőszugárzóval melegítjük (1. ábra), leggyorsabban a fe-



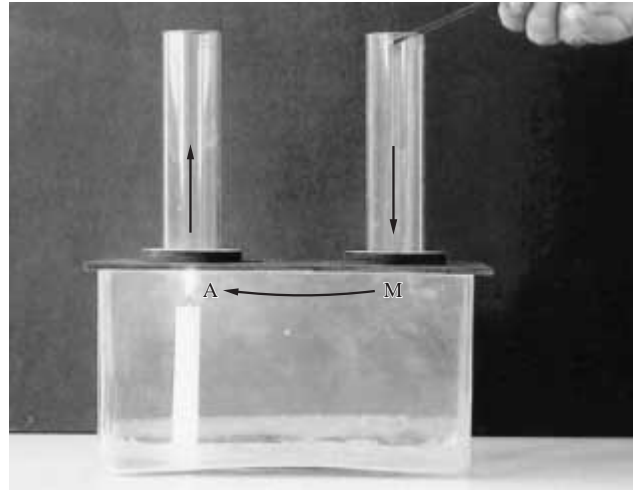
1. ábra. Különböző burkolattal ellátott hőmérők sugárzásabszorpciója (1. kísérlet)

nete, majd a fehér, leglassabban a fóliaburkolatú hőmérő melegszik fel. Ha egy idő után a melegítést abbahagyjuk, és megfigyeljük a hőmérők lehűlését, a következőt tapasztaljuk: a leggyorsabb lesz (mondjuk hőmérsékletcsökkenés per perc egységeiben) a fekete hőmérő lehűlése, ennél lassabban hűl a fehér, és a leglassabban a fóliás hőmérő. Vagyis az a felület hűl le a leggyorsabban, amely a leggyorsabban felmelegedett; ez ugyanígy történik a földfelszínen is. A fekete talaj (szántóföld) sokkal gyorsabban felmelegszik, mint a sárga homok, vagy a frissen esett hó, és ugyanez a sorrend érvényes a lehűlési sebességekre is. Közismert az is, hogy a víz jóval lassabban melegszik fel (és jóval lassabban is hűl le), mint a szárazföld; ennek oka a víznek a szilárd kőzetekhez képest jóval nagyobb fajhője.

A földfelszín felmelegedése szempontjából a földrajzi szélességnek is nagy jelentősége van. Az egyenlítő környezetében a napsugarak beesési szöge (az évszakos változásoktól eltekintve) közel merőleges, a sarkok közelében pedig közel érintőleges. Ennek következtében a sarkok közelében ugyanakkora besugárzó energia sokkal nagyobb felületen oszlik el, mint az egyenlítőnél. A kialakult helyzetet a *Lambert-törvény* fejezi ki, amely kimondja, hogy az egységnyi felületre eső sugárzási teljesítmény arányos a beesési szög koszinuszával.



3. ábra. A légkörzés modelljei



2. ábra. Konvektív áramlások kialakulásának vizsgálata (2. kísérlet)

Összefoglalva az eddigieket megállapíthatjuk, hogy a napsugárzás hatására a földfelszín felmelegszik; a felmelegedés mértéke függ:

- a felület színétől és minőségétől,
- a felületet alkotó anyagok fajhőjétől és
- a földrajzi szélességtől.

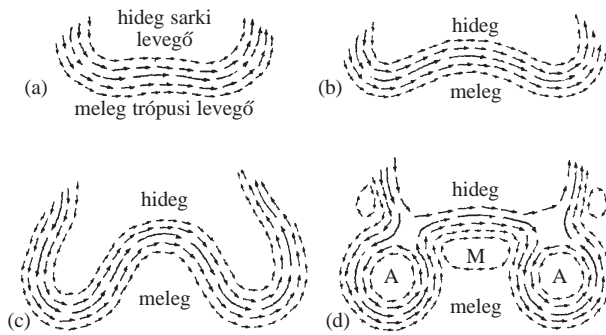
A három tényező közül – mint az közismert – a földrajzi szélesség jelentősége a legnagyobb, emiatt (kissé leegyszerűsítve a valós helyzetet) azt mondhatjuk, hogy a trópusi területek a legmelegebbek, a sarkvidékek pedig a leghidegebbek.

Mi történik a felmelegedés hatására?

Állítsuk össze a 2. ábrán látható közismert, egyszerű kísérletet. A két kéményben – mint arról a föléjük helyezett füstölők segítségével meggyőződhetünk – függőleges áramlás alakul ki. A gyertya fölötti kéményben a láng hatására felfelé irányuló (konvektív) áramlás, a másik kéményben lefelé irányuló áramlás alakul ki. Egyszerű áramlási rendszerünk energiaforrása nyilvánvalóan a gyertyaláng hője, másképpen fogalmazva: a két kémény környezetében létrehozott hőmérsékletkülönbség. Ha a gyertya elalszik, az áramlás megszűnik. Kissé tovább gondolva a kísérletet, az áramlási rendszer további jellegzetességeit állapíthatjuk meg:

- ha a gyertya fölött felfelé, a másik kéményben lefelé áramlik a levegő, akkor az üvegcád belsejében, a két kémény között vízszintes áramlásnak kell lennie,
- a vízszintes áramlás létrejöttéhez a kémények között nyomáskülönbségnek kell fennállnia, ami csak úgy lehetséges, hogy a gyertya fölött alacsony (A), a másik kémény környezetében magas nyomású zóna (M) alakult ki,
- tehát, az alacsony nyomás környezetében felszálló, a magas nyomású helyen leszálló áramlás jön létre. (A kialakult áramlási képet a kísérleti berendezésbe berajzolt nyilakkal és a nyomásértékekre utaló kezdőbetűkkel érzékeltettük.)

A 2. ábrán bemutatott kísérlet a Föld légkörében lejátszódó nagy légkörzés egyszerűsített modellje, amelyet a 3. ábrán vázoltunk.

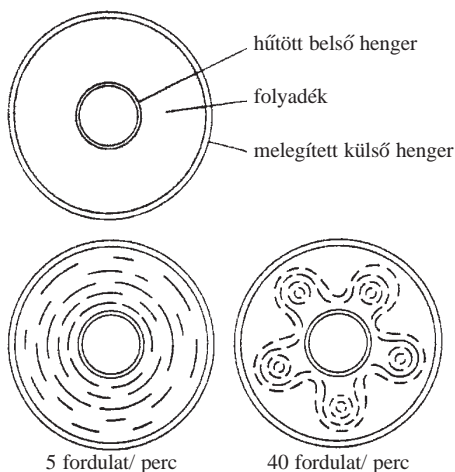


4. ábra. A ciklonok és anticiklonok kialakulása: (a) a nyugati áramlás instabillá válik, (b) a Rossby-hullámok kialakulásának kezdete, (c) a Rossby-hullámok erőteljesen kifejlődnek, (d) hideg és meleg forgó légtömegek alakulnak ki. M: magas nyomás, A: alacsony nyomás.

A bal oldali cirkuláció a legkorábbi modell (Hadley, 1735), amely szerint az egyenlítőnél állandóan felszálló, a sarkoknál leszálló áramlás van, a kettő között egyszerű cirkuláció jön létre. Ez az úgynevezett egycellás modell. Ez azonban nem egyezett a tapasztalattal, hiszen ennek az északi féltekén állandó északi, a déli féltekén állandó déli szél felel meg.

Hosszú fejlődés eredménye a ma is érvényesnek tekintett háromcellás modell (az ábra jobb oldali része), amely már a tapasztalati tényekkel is összhangban van. A trópusokon létrejött intenzív felfelé áramlás nagy mennyiségű vizgőzt szállít, az ennek lecsapódása folytán felszabaduló látens hő növeli a függőleges áramlás sebességét. A pára nagy része ebben az övezetben csapadékká alakul és a felszínre hull – ez a trópusi esők övezete. A magasban a légtömegek mindkét féltekén a sarkok irányába áramlanak, fokozatosan lehűlnek, majd a 20. és 30. szélességi kör közötti területen leszállnak. Itt, a lefelé áramlás közben a levegő egyre melegebbé válik, ami kizárja a csapadékképződést, ezért ebben az övezetben alakultak ki a sivatagok. A poláris cellában a sarkokon leszálló áramlás van, a 60–70. szélességi kör között felszálló áramlás és intenzív csapadékképző zóna alakul ki. A Hadley- és a poláris cella között, ezek együttes hatásának eredményeképpen jön létre a Ferrell-cirkuláció. A három cella áramlása három fogaskerékhez hasonló módon kapcsolódik össze. A cellák mérete és a cirkuláció intenzitása a valóságban állandóan változik.

5. ábra. A Hide-kísérlet vázlata (3. kísérlet)

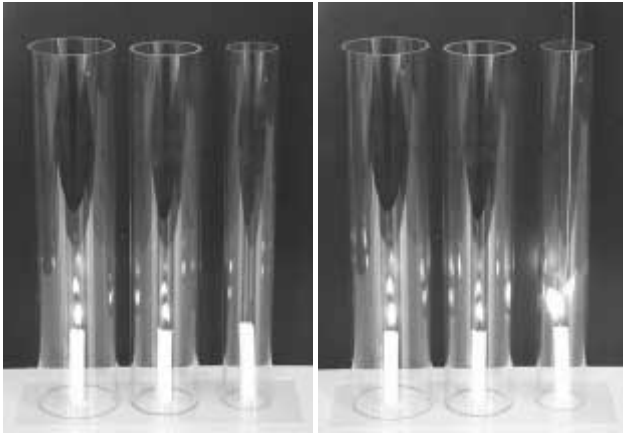


A háromcellás modellben – kísérletünkhöz hasonlóan – a fel- és leszálló övezetek egyúttal alacsony és magas nyomású helyek. A felszínen a modell alapján északi és déli szelek várhatók, ami még mindig nincs összhangban a tapasztalattal. A ténylegesen uralkodó szélirányok (a trópusi passzát, a mérsékeltövi nyugati és a sarki keleti széljárások) a Coriolis-erő eltérítő hatásával magyarázhatók. Így alakulnak ki az éghajlati övek és az uralkodó széljárások a két féltekén nagyjából szimmetrikusan, ahogy a 3. ábra mutatja. Ezzel azonban magyarázatunk még nem teljes, hiszen közismert, hogy a mérsékelt égövben a domináns nyugati szeleken kívül gyakran vonulnak át hatalmas örvénylő légtömegek, amelyeket ciklonoknak, vagy anticiklonoknak nevezünk. Ezek kialakulása összetett légköri folyamat eredménye (4. ábra), amelyet az északi féltekére ismertetünk (a déli féltekén a folyamat hasonló, közelítőleg ennek tükörképe). A troposféra felső rétegeiben észak felől hideg, dél felől meleg légtömegek áramlanak ellentétes irányban (ld. a 3. ábrán a Hadley- és a Ferrell-cellát), ezek együttes hatására a nyugati áramlásban instabilitások, hullámzások jönnek létre. A hullámok idővel egyre markánsabbakká válnak (Rossby-hullámok). Végül a hullámhegyeken és a hullámvölgyeken belül a nyugat-keleti áramlás állandó energiabevitele és a Coriolis-erő hatására a légtömegek önálló forgásba jönnek. A folyamat alatt az óramutató járásával ellentétesen forgó légtömegekben alacsony (A) nyomás, az óramutatóval azonos irányban forgó légtömegekben magas (M) nyomás lesz uralkodó. Ennek megfelelően kialakul egy olyan áramlási rendszer is, ahol a levegő az M helyekről az A helyekre áramlik.

Már csak egy lépés, hogy felfedezzük az analógiát a 2. ábra kétkéményes kísérletével: az alacsony nyomású légtömegekben itt is felfelé áramlás, a magas nyomású helyeken lefelé áramlás történik. A felfelé áramlás légtömegeit ciklonoknak nevezzük, ezek páratartalma a felső, hideg légrétegekben kondenzálódik, és csapadék jöhet létre. Érkezésüket a földfelszín közelében a légnyomás csökkenése jelzi. Ezért van a barométerek alsó skálárészén „esős idő” jelzés. A lefelé áramló légtömegek az anticiklonok. A bennük áramló levegő egyre melegebbé válik, telítettsége egyre kisebb, csapadék így nem alakulhat ki. Érkezésüket a légnyomás növekedése kíséri, a barométer skáláján ez a „szép idő” tartománya.

A ciklonok és anticiklonok megértését nagymértékben elősegítette R. Hide kísérlete (1969), amelynek vázlatát az 5. ábrán mutatjuk be.

A berendezés két koncentrikus hengerből áll. A közöttük lévő hengergyűrűben folyadék (víz, vagy glicerin) helyezkedik el, benne a folyadékkal azonos tömegsűrűségű polisztirol golyócskák. A belső hengert hűtve, a külsőt melegítve olyan hőmérséklet-eloszlást hozhatunk létre a folyadékban, amely közelítőleg a trópusok és a sarkok közötti eloszlásnak felel meg. Ha a berendezés áll, egyenletes konvektív áramlás indul a külső hengertől a belső felé, és a légkörzéshez hasonló cellák alakulnak ki. Lassú forgatásakor ez a helyzet lényegében nem változik, de a műanyag-golyók (a folyadék belső sűrűlódása következtében) kör alakú pályákon mozognak. A berendezés gyors forgatásakor a külső és a belső hengerpálcát közötti konvektív áramlás



6. ábra. Önfenttartó konvektív áramlások feltételeinek vizsgálata (4. kísérlet)

instabillá válik, hullámozni kezd, majd a hullámokról önállóan forgó örvénygyűrűk válnak le, hasonlóan a légköri ciklonokhoz és anticiklonokhoz. (Hasonló berendezésről olvashatunk a *Fizikai Szemle* 2001. évi 1. számában.)

Fontos megjegyezni, hogy mind a légköri ciklonokhoz (4. ábra) működése jelentős hőtranszportot eredményez az egyenlítő felől a sarkok irányában. Ha ez nem lenne, az északi és a déli félteke egyenlítőtől távolabb fekvő területei jóval hűvösebbek lennének. Hasonlóan jelentős a tengeráramlatok energiaszállítása; erre később térünk ki.

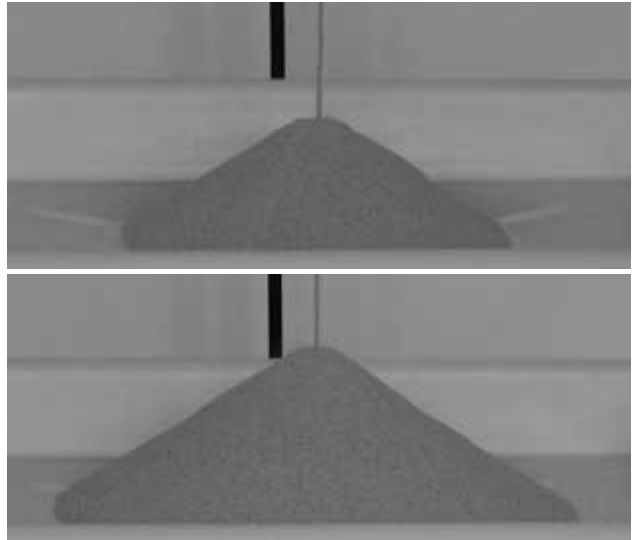
Önszabályozó rendszerek

Láttuk, hogyan működnek a konvektív áramlások nagy kiterjedésű rendszerekben, hogyan hozzák létre a légköri ciklonokat és a ciklonokat. Konvektív áramlások azonban kisebb területeken is létrejönnek, mivel a különböző fedettségű területelemek különbözőképpen melegsznek fel. A konvektív áramlás rendszere ilyenkor úgy alakul ki, hogy a felfelé áramlás mellett lefelé irányuló áramlási sávok is kialakulnak, és a rendszer önszabályozó. Az ily módon kialakuló áramlási cellákat Benard-féle celláknak nevezzük.

Az ilyen áramlások tulajdonságait igen egyszerű kísérlet-sorozattal vizsgálhatjuk (6. ábra). A két nagyobb átmérőjű csőben a gyertyák zavartalanul égnek. Fölöttük a meleg levegő felfelé áramlik, miközben a cső fala mentén a friss levegő lefelé áramlik. Az áramlási rendszer spontán módon alakul ki és önszabályozó. Ha azonban a cső átmérője túl kicsi, a lefelé áramlás nem tud kialakulni, a gyertya elalszik (baloldali kép jobb szélső gyertyája). Egy fémlemez függőlegesen a csőbe helyezve az önszabályozó rendszer ismét működni kezd: a lemez egyik oldalán felfelé, a másikon lefelé áramlik a levegő (jobb oldali kép).

A természetben sokféle önszabályozó rendszer létezik. Ezek egyik egyszerű példája a homokdomb növekedése (7. ábra).

Ha egy vízszintes felületre vékony függőleges csővön át homokot szórunk, kúp alakú homokdomb keletkezik, amely folyamatosan növekszik mindaddig, amíg a homok adagolását folytatjuk. A kúp felülete kisebb-nagyobb változásokon megy keresztül, átmenetileg lavina-



7. ábra. Homokdomb növekedése (5. kísérlet)

szerű homokfolyások alakulnak ki, a kúp szöge azonban állandó marad, bármilyen magasra építjük a dombot.

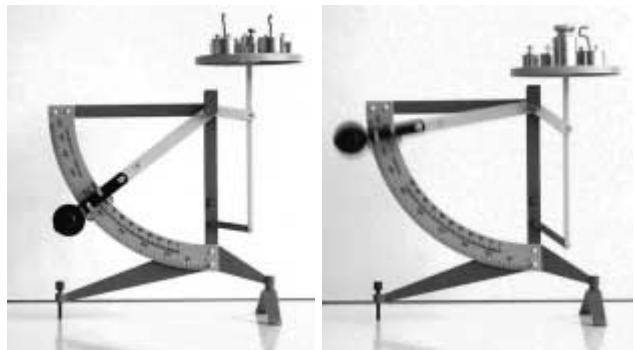
Önszabályozó rendszer az élő sejt és az élő szervezetek is – gondoljunk testünk különböző szabályozó funkcióira (testhőmérséklet, vércukorszint, a gyomorsav pH-ja stb.). A Föld bioszférája is önszabályozó rendszer, amely a Nap sugárzó energiájának felhasználásával biztosítja önfenttartó funkcióinak folyamatos működését. *James Lovelock* Gaia-elmélete szerint a bioszféra és az élettelen természeti környezet együttesen alkot önszabályozó rendszert. Ennek működése során az élővilág és az élettelen környezet egymásra hatása stabilizál egy sor környezeti paramétert, aminek eredményeképp az élővilág számára kedvező létfeltételek jönnek létre. Gaia szabályozó funkciói közül itt csak kettőt említünk meg: a légkör összetételének stabilitását és a tengerek sótartalmának állandóságát.

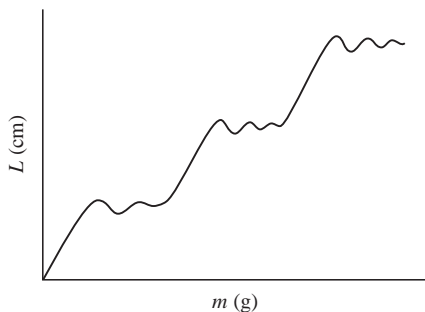
Amikor a globális egyensúly felborul

Ha egy levélmérleg serpenyőjébe egyre nagyobb súlyokat helyezünk, a mérleg lengő karja egyre magasabbra lendül (8. ábra).

Gondosan megfigyelve a kar mozgását észrevehetjük, hogy minden egyes felfelé lendüléskor először néhányat

8. ábra. Levélmérleg egyensúlyi helyzetei növekvő terhelés esetén (6. kísérlet)





9. ábra. A levélmérleg kitérése a ráhelyezett tömeg függvényében

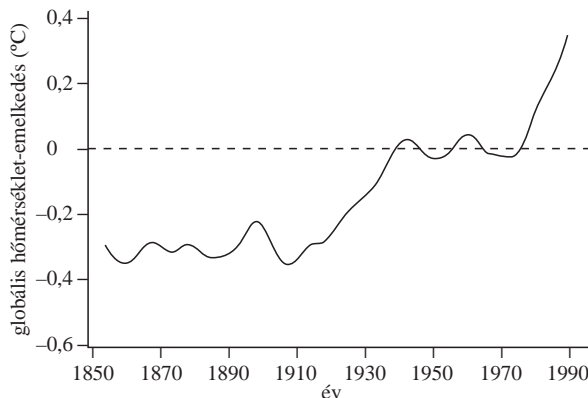
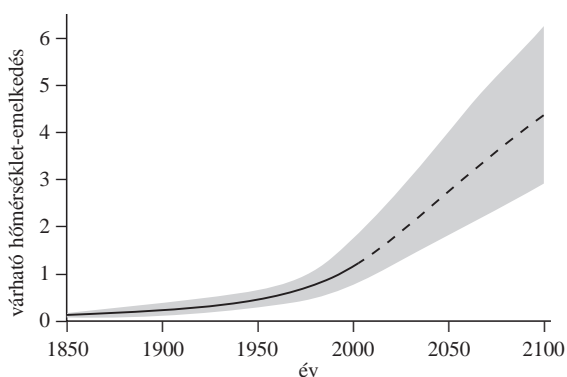
leng, majd (egyre csillapodó lengések után) beáll az újabb egyensúlyi állapotnak megfelelő magasabb skálaértékre. Ha a lengő kar magasságát a súly függvényében ábrázoljuk, közelítőleg a 9. ábrán látható függvényt kapjuk. Hasonlítsuk össze ezt az ábrát a Föld globális átlaghőmérsékletének grafikonjával (10. ábra).

A hasonlóság szembetűnő. Földünk átlaghőmérséklete – a mérleg karjához hasonlóan – hirtelen ugrások, majd azokat követő lengések során emelkedett az utóbbi 150 év alatt mintegy 0,6–0,8 °C értékkel. A felmelegedés legvalószínűbb oka az, hogy az emberi tevékenységek révén egyre több üvegház-gáz (elsősorban szén-dioxid) kerül a légkörbe, ezek elnyelik a Földről kisugárzott hő egy részét, ami a légkör melegedését eredményezi. Más-képp fogalmazva: a visszatartott hő következtében bolygónk termikus egyensúlya (beérkező energia = kisugárzott energia) már csak egyre magasabb hőmérsékleten tud létrejönni.

A felmelegedés várható értékének becslésére több globális klímamodellel végeztek számításokat, ezek közül a legismertebbek (és valószínűleg a legmegbízhatóbbak) egy nemzetközi kutatócsoport (Intergovernmental Panel on Climate Change – IPCC) modellszámításai. (A modellről részletesebben a *Fizikai Szemle* 2001/11. és 2002/9. számában olvashatunk.) Az általuk becsült hőmérséklet-emelkedés legvalószínűbb várható értéke a 2100. évig 4,2 °C (11. ábra) feltételezve, hogy az energiaforrások felhasználásának jelenlegi módja a következő 100 évben nem változik jelentősen.

Az IPCC modellszámításai az 1980-as években kezdődtek, azóta a módszerekben sok finomítás történt. Az ábrán látható, hogy a 2000. évig (a tapasztalattal összhangban) a hőmérséklet emelkedése a modell szerint 1 °C körül van,

11. ábra. Az IPCC-modell előrejelzése a globális hőmérséklet emelkedésére



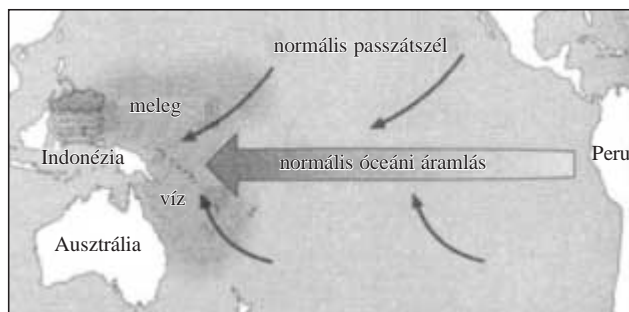
10. ábra. A Föld globális átlaghőmérsékletének alakulása az utóbbi 150 évben

ami nem számottevő érték. A változás jeleit azonban már most is észlelhetjük. A globális modellel egyidejűleg egyes régiókra külön előrejelzés is készült, ezek némelyike a globálistól kissé eltérő eredményeket mutatott. A Közép- és Dél-Európára végzett számítások 2100-ig 2–3 fokos melegedést mutatnak, de változást jósolnak a csapadék éves eloszlásában. Eszerint a mi régióinkban várhatóan a csapadék éves mennyisége nem változik, de a nyári csapadék csökken, a téli pedig nő. Ez az eltolódás már az elmúlt évtizedben bekövetkezett, nagy valószínűséggel ennek következményei az elmúlt évek minden eddigi rekordot meghaladó árvizei a Tiszán, valamint a csehországi és a szlovákiai árvizek.

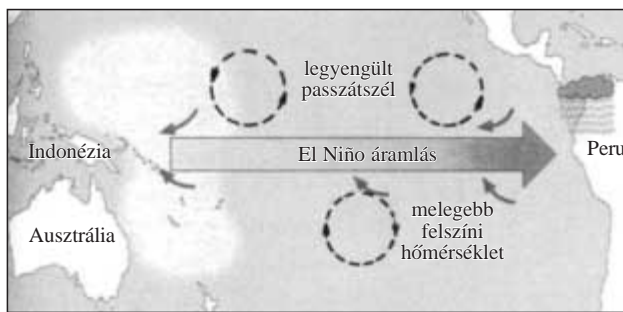
A hurrikánok a ciklonokhoz hasonló légköri képződmények (trópusi ciklonoknak is nevezik őket), de azoknál kisebb kiterjedésűek és hevesebb lefolyásúak. Többnyire az óceánok nyugati medencéjében keletkeznek, és létrejöttük legfontosabb feltétele az, hogy a víz hőmérséklete meghaladja a 26–27 °C-ot. A hurrikán belsejében intenzív felfelé áramlás van, miközben a benne foglalt légtömeg igen gyorsan forog. Mivel a tengerből nagy mennyiségű vízgőzutánpótlást kap, nagy a nedvességtartalma. Ez a magasabb légrétegekben kondenzálódik, az így felszabaduló látens hő újra felmelegíti a már lehűlt levegőtömeget, ami ismét megnöveli az emelkedés sebességét. A jelenség hasonló ahhoz, amikor beindítják egy rakéta második fokozatát. A hurrikán gyorsan forgó léghengere a szárazföldre érkeve elveszíti nedves levegő-utánpótlását. Még így is nagy távolságot képes azonban megtenni, hiszen hatalmas impulzus- és impulzusmomentum-tartalékai vannak. Orkánszerű szélvihar és felhőszakadás halad a nyomában, amely a természeti környezetben és az emberi településekben óriási károkat okozhat.

A globális felmelegedés következtében az óceánok vize is melegszik, egyre gyakrabban teljesül a hurrikánok létrejöttének említett feltétele. Az utóbbi 50 évben – a várakozással ellentétben – mégsem nőtt a hurrikánok gyakorisága. Izgalmas kérdés: vajon hová tűnik a többletenergia?

A válasz valószínűleg az El Niño tevékenység fokozódásában keresendő. A Csendes-óceán medencéjében „normális” esetben a keleti passzátszelekkel azonos irányban halad egy óceáni áramlás Peru felől Indonézia irányába. Ennek hatására a napsugarak által felmelegített



12. ábra. Normális áramlási helyzet a Csendes-óceán medencéjében



13. ábra. Az El Niño áramlás

felszíni víz nyugat felé áramlik (12. ábra), Ausztrália és Indonézia környezetében felhalmozódik. Műholdas megfigyelések szerint a medence két széle között fél méternél is magasabb szintkülönbség alakulhat ki. A nyugaton felhalmozódott meleg víztömeg erősen párolog, ennek eredményeképp alakul ki a nyári monszunesők övezete Indonéziában. Ugyanakkor Peru nyugati partvidékére a délről érkező, hideg Humboldt-áramlás oxigéndús, tápanyagban gazdag vizet szállít, amely a halászoknak gazdag fogást eredményez.

Az El Niño években a passzátszelek legyengülnek és a keleti áramlás ellenkező irányba fordul. A meleg víztömeg most Dél-Amerika keleti partjainál halmozódik fel, itt okoz nagy esőzéseket, miközben Indonéziában aszályos időszak következik be (13. ábra). A feltorlódott melegvíz meggátolja, hogy a Humboldt-áramlás elérje a perui partokat, így a tápanyagban gazdag víz áramlása elmarad, a halászati hozamok katasztrofálisan lecsökkennek. Mivel ez az esemény karácsony táján szokott bekövetkezni, a halászok adták neki az *el niño* (kisded) nevet, utalásképpen a gyermek Jézusra. A jelenség oka hosszú ideig tisztázatlan volt, csak a legújabb kutatások tárták fel okait.

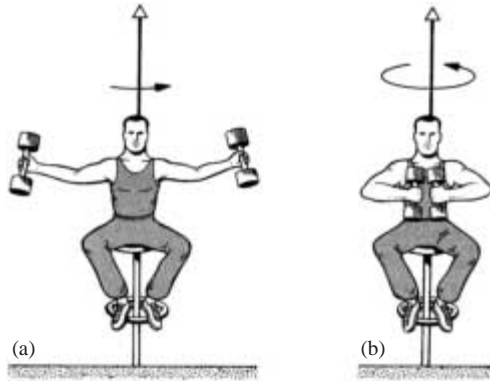
A globális felmelegedés miatt az óceán vízének hőmérséklete – a korábbi időszakhoz képest – emelkedett. A fokozott párolgás kisméretű trópusi ciklonok kifejlődéséhez vezet. Ezek – a Coriolis-erő hatására – az egyenlítőtől északra az óramutató járásával ellentétes, az egyenlítőtől délre pedig azzal megegyező forgásirányúak (az ábrán szaggatott vonallal jelölve). Mindkét forgás a normális passzátszél és tengeri áramlat ellen hat, így alakul ki az El Niño áramlás. Valószínűleg ez emészti fel az említett energiátöbbletet. A feltételezés helyességét az is igazolni látszik, hogy az El Niño években a „hagyományos” hurrikánok gyakorisága csökken.

Veszélyes kísérletek a Nagy Földi Laboratóriumban

A globális felmelegedés egy további eredménye a jégta- karó egyre gyorsuló ütemben történő csökkenése. Zsugorodnak a gleccserek a magas hegységekben és fogyatkozik az Északi Jeges-tenger, valamint az Antarktisz jégborítása. A jégta- karó fogyatkozása pozitív visszacsatolási folyamat, amely könnyen megérthető az 1. ábra kísérlete alapján. A hőmérséklet emelkedésével – az olvadás következtében – csökken a fehér (jó visszaverő képességű) jégfelület nagysága, miközben nő a sötétebb

(jobb elnyelő képességű) föld- vagy vízfelület. Összességében emiatt nő a terület hőabszorpciója, ami a hőmérséklet további növekedéséhez vezet. Ennek eredményeképp még több jég olvad el, tovább nő az átlagos abszorpcióképesség, a folyamat tehát önmagát erősíti. A klimatológusok szerint 1 °C globális hőmérséklet-emelkedés esetén a sarkok hőmérséklete 3 °C-kal nő. Az ennek köszönhető drámai változások legjobban az Északi Jeges-tengeren figyelhetők meg, ahol 20 év alatt 15%-kal csökkent a jégfelület nagysága. A jég átlagos vastagsága 40 év alatt 300 cm-ről 180 cm-re csökkent. Az eredmény: veszélybe került az egész Jeges-tengeri ökoszisztéma, amint arról halála előtti drámai hangú utolsó üzenetében a neves ökológus *Donella Meadows* beszámol. Az ottani táplálkozási lánc legalsó szintjén azok az algák vannak, amelyek a jégtáblák alján hatalmas, fűrtös telepeket képeznek. Ezek képezik a halak és kagylók táplálékát, amelyeket a fókák esznek meg, és a piramis csúcán a főleg fókákkal táplálkozó jegesmedve áll. A jégta- karó zsugorodásával azonban az egész ökoszisztéma veszélybe került. Egyes vélemények szerint a jegesmedve már most halálra van ítélve. *Donella Meadows* így ír erről: „...Egy barátom, olvasva ezt a hírt, az egyetlen logikus dolgot művelte, sírva fakadt: »Mit fogok mondani a hároméves gyermekemnek?« Akinek van szíve és lelke, együtt zokog vele, különösen, ha arra gondol, hogy ha az olyan nagy ragadozók, mint a jegesmedve és az ember fenyegetve érzik magukat, akkor ez a hároméves gyerek megéri majd – északon és délen – az ökoszisztéma összeomlását.”

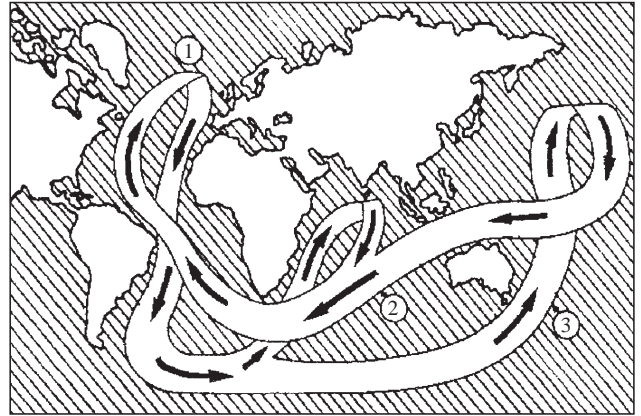
A sarki jégta- karó rohamos fogyásának valószínű következménye az is, hogy lassul a Föld tengelyforgása. Az olvadékvíz az egyenlítő irányába áramlik, és ott halmozódik fel, következésképp nő a Föld tehetetlenségi nyomatéka. Mivel a perdület (vagy impulzusmomentum: a tehetetlenségi nyomaték és a szögsebesség szorzata) állandó, a szögsebességnek csökkennie kell. A jelenséget a közismert forgószámoly-kísérlettel szemléltethetjük (14. ábra). A súlyzók távolításakor a forgás sebessége csökken, közelítéskor pedig nő. Bolygónk lassulását egy nemzetközi szolgálat (IERS) nagy pontosságú mérések alapján állapította meg. Az atomórákkal mért koordinált világidő (UTC) és a Föld forgásán alapuló csillagászati idő (TAI) különbsége évtizedek óta nő. Ezt úgy korrigálják, hogy bizonyos időszakoként 1 másodpercet iktatnak közbe az időszámításba. Az UTC–TAI különbség 1999-ig 33 másodpercre nőtt, ennyivel kellett korrigálni időszámításunkat a Föld forgásának lassulása miatt.



14. ábra. A tehetetlenségi nyomaték változásának hatása a forgássebességre (7. kísérlet)

A sarki jégtakaró rohamos fogyása egy további fenyegetést is magában hordoz, amely olyan, mint egy időzített bomba. A legutóbbi években fedezték fel, hogy a korábban is ismert tengeráramlatok egyetlen nagy szállítószalagot képeznek (15. ábra), amelynek a közismert Golf-áramlat csak egy rövid szakasza. Ez az Északi Jeges-tengerben alábukik, és a mélyben hideg áramlatként (Labrador-áramlat) folytatja útját dél felé, csaknem az egész Földet megkerüli, közben két helyen – az Indiai-óceán és a Csendes-óceán közepe táján – felbukkan a felszínre és meleg, felszíni áramlatként halad tovább. Ez az egybefüggő, grandiózus szállítószalag – a légkörzéshez hasonlóan – nagy mennyiségű energiát szállít a trópusoktól a sarkok irányába. Működése azonban sokak szerint veszélyben van: a Jeges-tenger elolvadt jégétől a víz egyre könnyebbé válik, hamarosan bekövetkezhet az az állapot, hogy már nem képes alábukni, akkor pedig az egész szállítószalag leáll. (Egyes megfigyelések szerint a Golf-áramlat sebessége már most jelentősen lecsökkent.)

Az utóbbi 100 ezer év globális hőmérséklet-változásait megbízhatóan rekonstruálták a több helyen (Grönlandon, az Antarktison és Alaszkában) végzett jégfúrások



15. ábra. Az óceáni áramlások összefüggő szállítószalagja

rétegsorainak részletes elemzése útján. Ezek egybehangzó eredményei szerint az utolsó 10 ezer évben a korábbi időszakhoz képest igen nagy a stabilitás. Valószínűleg ez is hozzájárult az emberi civilizáció gyors fejlődéséhez. Egyes kutatók szerint ez a nagyfokú állandóság a nagy szállítószalag egyenletes, megbízható működésének köszönhető.

Lehet, elrontja ezt a nagyszerű, természetes stabilizáló rendszert? A kérdésre még nincs megbízható válasz. A növekvő instabilitás jelei azonban már érzékelhetők.

Irodalom

- JÁNOSI I., TÉL T., SZABÓ G., HORVÁTH V.: *A környezeti áramlások fizikája* – Fizikai Szemle 2001/1
 D. MEADOWS: *Jegesmedvék és hároméves gyerekek a vékonyodó jégen* – Fizikai Szemle 2001/4
 A. ISAACS, J. DAINITTH, E. MARTIN (editors): *Oxford Dictionary of Science* – Oxford University Press, 1999.
 UJFALUDI L.: *A környezeti problémák természettudományi alapjai. (Környezet-fizika)* – Heves Megyei Pedagógiai Intézet, Eger, 1999.
 VÉGH L.: *A fenntartható fejlődés* – (Egyetemi jegyzet) ATOMKI, Debrecen, 2001.
 I.D. WHITE, D.N. MOTTERSHEAD, S.J. HARRISON: *Environmental Systems* – Unwin Hyman, London, 1990.

MEGEMLEKEZÉSEK

FARAGÓ PÉTER

Keszthelyi Lajos
SZBK, Biofizikai Intézet

Kevesen emlékeznek ma már *Faragó Péterre*, aki – saját megfogalmazása szerint – élete eddigi nyolcvanhat évéből 38-at Magyarországon, 48-at külföldön, főleg Angliában, pontosabban Skóciában töltött. Jelenleg az Edinburgh-i Egyetem emeritus professzoraként Edinburghban él második feleségével. Nagy öröm számomra és talán az olvasók számára is, hogy kérésre rövid életrajzi jegyzetet küldött. Íme Faragó Péter írása:

86 éves életemből 38 évet Magyarországon töltöttem, 48 évet külföldön töltöttem. Ezalatt az edinburgh-i egyetem volt a bázisom (1965-től mint professzor, 85 óta emeritus címmel). Életemben sok örömem volt, de volt két

tragédia is. Szüleimet elvesztettem a háború alatt: deportációban nyomtalanul eltűntek. Első feleségem még nem volt 60 éves, amikor végzetes betegsége (lymphoma) hat hónap alatt elvitte.

Pápán jártam iskolába, a Református Kollégiumba, 3 osztállyal Pócza Jenő alatt. Onnan eredt életre szóló barátságunk és a háború utáni szoros együttműködésünk, amely a budapesti fizikusok szervezésében kulminált. Ebben ő volt a primás, én talán a brácsás.

Érettségi után osztályunkból hárman jutottunk be az Eötvös Kollégiumba Budapesten. Iskolás koromban csillagász akartam lenni, de az akkori professzor nézeteit a

modern fizikáról olyan elavultnak éreztem, hogy Bay Zoltán Budapestre jövele hozott számomra friss levegőt. Műegyetemi előadásait zsúfolt tanteremben tartotta. Az első sorban egymás mellett ültünk: Simonyi Károly, Valatin János, Tóbiás Kornél és én.

Bay Zoltán batása egész pályafutásomra döntő fontosságú volt. Háború után tőle kaptam első fizetett állásomat az Egyesült Izzó Kutató Laboratóriumában.

Hogyan befolyásolta kutatómunkámat? Negyedik diákévem végén szóbeli vizsgán ezt kérdezte:

– Milyen bizonyítékok ismer az elektronspin létezésére?
– Zeemann-effektus – válaszoltam nagy önbizalommal.

– Én a szabad elektronra gondoltam, – mondta – gondolkozzék rajta!

Ez a bogár stimulálta kutatómunkám nagy részét. A problémát az tette számomra izgalmassá, hogy az elektronspin egy „par excellence” kvantummechanikai fogalom, nincs klasszikus analogója.

Szerénytelenség nélkül azt merem mondani, hogy ötletekben sosem voltam szegény, de manuális készségem és türelmem nem bizonyult elég jónak a kivitelben.

Edinburgh-i pályámat az elektron anomális g-faktorának a mérésével kezdtem. A megdondolásaimba becsúszott hibára (elfelejtettem a Thomas-precessziót figyelembe venni) Telegdi Bálint mutatott rá, de lényegében az általam javasolt módszer lett a CERN müon (g-2) mérésének az alapja (persze rám való hivatkozás nélkül). A kísérlet a modern fizika egyik próbaköve, pontossága azóta jóformán évről évre, máig is javul. Kísérleti munkám sikere munkatársaim készségén függött: Edinburghban (John Muir, Alistair Rae, Ron Gardiner, Murray Campbell, John Wykes, akivel elméleti munkát is megosztottunk), Münchenben (Hans-Christoph Siegmann), Kanadában (Bill McConkey, Ari van Weingarden).

Egykor azt hittem, hogy az optikai aktivitás elektronoptikai analogójának a kimutatása lesz egyik legszebb munkám. (Eredete számomra egy beszélgetés volt Keszthelyi Lajossal a Lake Huron mellett töltött víkendén). Ez nem így történt, bár ötletem ekkor is jó volt, amint ezt Kessler münsteri iskolája tanúsíthatja.

Ezek után néhány személyes élményt ismertetek. Faragó Péter Magyarországon töltött 38 évéből az utolsó 10 évben kerültem közelébe. Ő a tanár, én a diák. 1946-ban az Eötvös Kollégium tagja lettem: Faragó Péter mint a kollégium tanára tartotta a belső fizikaórákat. 1948-ban eltanácsoltak a Kollégiumból, az egyetemről nem. Faragó Pétert és Pócza Jenőt éppen akkor bízták meg a két kísérleti fizikai tanszék vezetésével. Mindketten az Egyesült Izzó Laboratóriumából jöttek, modern szemlélettel. Nem mondható kellemes történetnek az Eötvös Kollégium kényszerű elhagyása, de miután Faragó Péter befogadott a körülötte kialakult munkatársi, sőt baráti társaságba, a veszteséget már kisebbnek éreztem. A háború utáni nehéz körülmények között lelkesen tanultunk és készültünk a tudományos pályára. Minthogy Faragó Péter „ötletekben sohasem volt szegény”, több kutatási témát indított el, melyek az évek során komoly eredményeket értek el. Talán kettőt említek. A magmánes rezonanciaberendezés építése és tudományos felhasználása, valamint a szcin-



tillációs számláló építése. Az előbbivel Gécs Mici és Mertz János dolgozott, az utóbbival jómagam foglalkoztam.

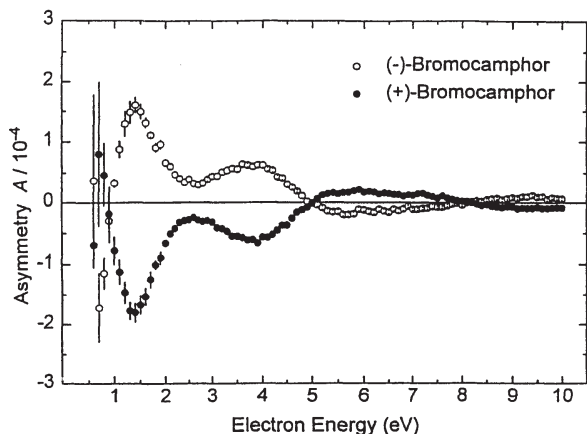
1950-ben már mint demonstrátor építettem a Faragó-tanszéken a szcintillációs számlálóhoz szükséges elektronikus berendezéseket. Ez a téma lett aspiránsi feladatom is, talán mondanom sem kell, hogy Faragó Péter vezetése alatt. A munkát körültekintően kellett végezmem, ami azt jelentette, hogy más fényjelenségekkel is kellett foglalkozni. Ilyenek között találtuk a Cserenkov-sugárzást, amelyről Faragó Péterrel együtt cikket is írtunk a *Fizikai Szemlébe* [1].

1954-ben, miután beadtam kandidátusi értekezésemet, a vegyiparba akartak irányítani mint rossz kádert. Talán a legnagyobb segítséget ekkor kaptam Faragó Pétertől. Megszervezte, hogy fogadjon az Akadémia személyzeti főnöke, és el is jött velem a beszélgetésre. Segítségével sikerült őt meggyőzni, hogy a Központi Fizikai Kutató Intézetben sem fogom a világot felforgatni, hanem inkább olyan helyen, olyan munkakörben fogok dolgozni, amelyet szeretek, és amelyben talán eredményeket is érhetek el. A KFKI-ban már nem Faragó Péter mellé kerültem, hanem a *Simonyi Károly* vezette Magfizikai Osztályra.

1956 után Faragó Péter és családja külföldre távozott. Két megkezdett munkáját én folytattam. Egyrészt az egyetemen az Atomfizika főtárgyi előadásokat vettem át, másrészt a Műszaki Kiadó kért fel, hogy folytassam az *Atomok és atomi részecskék* című könyvet, amelyből Faragó Péter három fejezetet már elkészített. Igyekeztem a hátralevő anyagot a tőle tanult gondossággal elkészíteni. Sajnos abban az időben (1959) a könyv csak az én szerzőségemmel jelenhetett meg.

A 48 év alatt kétszer találkoztunk. 1975-ben Ő Windsorban, mi feleségemmel együtt Hamiltonban, Kanadában töltöttünk néhány hónapot. A két város körülbelül 300 km-re van egymástól. Neki volt egy kölcsön víkendháza a Huron-tó partján, nekünk volt egy kölcsön autónk. Lehetőség nyílt egy közös hétvégére. Windsorban meglátogattuk az egyetemen, ahol érdekes atomfizikai kísérletekkel foglalkozott (új ötlet és közös kivitelezés). A meleg nyári napon sokat beszélgettünk, úsztunk a tóban, felidéztek a szép emlékeket. Itt beszélgettünk a biomolekulák aszimmetriájáról is.

Egyeteme és a világ messzemenően elismerte Faragó Péter érdemeit. A tiszteletére szervezett nemzetközi konferenciára engem is meghívtak Edinburgh-ba. Az atomfi-



Ábra. Polarizált elektronok aszimmetrikus szórása királis bromokámformolekulákon az elektron energiájának a függvényében.

zika területén nemzetközileg jegyzett művelői tartottak előadásokat. A békés, ünneplő hangulatot két előadás megtörni látszott. Faragó Péter munkatársával, Campbell-lel a *Nature*-ben publikált egy dolgozatot, mely szerint polarizált elektronok ellentétesen szóródnak jobbra és balra forgató kámformolekulákon [2]. A két előadásban gondos méréseket ismertettek, melyek szerint az aszimmetrikus szórás nem létezik. A feszültség, amelyet talán csak én éreztem, a beavatottak nem, Faragó Péter sem, a konferencia záróbankettjén oldódott fel. Kiderült, hogy a Faragó Péter által javasolt effektus igenis létezik, csak az aszimmetriacentrumban levő szénatomnál (ilyen van a kámforban) nehezebb atomokat tartalmazó molekulákon könnyebb kimutatni, mert az effektus Z hatodik hatványával növekszik. A bromo-kámforon végzett mérések (ábra [3]) Faragó gondolatait fényesen igazolták.

De mit köszönhet a magyar fizika Faragó Péternek? A fizikusok képzés megszervezését, új oktatási irányok kidolgozását, alapvető könyv (Faragó-Pócza: *Elektronfizika*) megírását és rengeteg kezdeményezést a tudományos irányok kialakításában.

A háború utáni időszakban a politika számára is világgossá vált, hogy a fizika a század második felének döntő tudománya lesz. Az atombomba léte, a radar gyakorlati jelentősége, az új anyagok kidolgozása mind azt mutatta, hogy egy országban, amely nem szeretne az őskorba visszastüllyedni, erre áldozni kell. Magyarországon az alapvető ismeretekkel rendelkező személyek, iskolák már léteztek. Gondoljunk a Bay-iskolára az Egyesült Izzó Kutató Laboratóriumában és a Műszaki Egyetem Atomfizikai Tanszékén, Debrecenben a magfizikus Szalay Sándorra és tanítványaira, a Gyulay Zoltán vezette kristályfizikai csoportra, a Kovács István-féle spektroszkópikusokra stb. Döntés született, hogy egy nagy fizikai kutatóintézetet kell létesíteni, ez lett a Központi Fizikai Kutató Intézet Csillebércen. (A döntésnél lényeges szempontként számított az akkori politikusoknál, hogy Magyarország nem maradhat atomfegyver nélkül.) Az intézetbe munkatársak is kelletek. Ezért például a mi évfolyamunk csak négy évet végzett, sőt körülbelül 10 végzős hallgatót kiválasztottak és különoktatásban részesítettek mint a KFKI leendő munkatársait. Hazahívták Jánossy Lajost, a világhírű fizikust, aki a KFKI első részét, Kozmikus Sugárzási Osztályt szer-

vezte meg. Beindult az aspiránsképzés, fiatalok tanultak, dolgoztak az atomfizika, szilárdtestfizika, spektroszkópia különböző területein. Faragó Péter mindezekben lényeges szerepet játszott. Az egyetemi oktatás mellett megbízták a KFKI Elektromos Hullámok Osztályának vezetésével.

1951-ben Simonyi Károly munkatársaival együtt először valósított meg Magyarországon mesterségesen gyorsított részecskékkel magreakciót Sopronban. Rövidesen felköltöztek ők is a KFKI-ba, ahol is a hármás épület földszintjén rendezkedtek be. Az első emeleten Faragó Péter osztálya dolgozott, a másodikon Bozóky László osztálya, ahol a sugárvédelem eszközeinek fejlesztésével foglalkoztak. Akkoriban a KFKI volt a fizikai kutatás motorja. Faragó Péter mindezekben fontos feladatokat vállalt mint a 4–5 vezető fizikus egyike.

Közben megalakult az Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Faragó Péter annak is nélkülözhetetlen szereplője lett. A Társulatban hétfő esteiken aktuális témákról előadások hangzottak el, rövidesen megindult a vándorgyűlések máig tartó sorozata. Az első vándorgyűlés Pécsen volt, 1951 májusában. Megjelentek a „nagyok”: Jánossy, Gombás, Szalay, Simonyi, Gyulay, Szigeti, Faragó, Pócza, Selényi stb., a pécsiek: Ernst Jenő, Tígyi József, és persze mi, az induló ifjak. Nagyon sok előadást hallottunk, csak ámultam, hogy mennyi érték halmozódott fel a háború előtti években és a közelmúltban a magyar fizikában. Hálásak lehetünk Faragó Péternek és társainak, hogy ilyen koncentrált szellemi útravalót készítettek ott számunkra.

Úgy hiszem, tanulságos és az 1956-os fizikus életet pontosan jellemzi az a néhány sor, melyet Faragó Péter utolsó magyarországi hónapjairól írt *Dubnai epizód* címmel.

Dubnai epizód

Aki elég öreg, hogy 1956 nyarára emlékszik, annak az események felejthetetlenek maradnak. Számomra van ennek az időnek egy igen sajátos emléke: a nyárvégi hónap, amelyet Dubnában töltöttem. A szociopolitikai tapasztalatok egy könyvre valót tesznek ki, de az én tanulmányutamnak más oka és más célja volt.

A Szovjet Akadémia – azt hiszem első alkalommal – egy nagy nemzetközi konferenciát rendezett az elemi részek fizikájáról. Amerikából mindenki, aki valaki volt – betűrendben Alvareztól Weiskopffig – mindenki ott volt. Birminghamból Sir Marc Oliphant (a Rutherford-iskolából, később Ausztrália kormányzója lett), és Rudolph Peierls (később Sir ...), aki egy ülésen Landauval vitatkozott. (A vita kicsit kaotikus volt, mert Landau németül, Peierls oroszul beszélt!) Magyarországról természetesen Jánossynak kellett volna ott lennie. De maga helyett engem küldött ki. Az oka igen különös volt. Magyarországra való visszatérte óta egyre többet foglalkozott a fizika ideológiai vonatkozásaival. Egy budapesti konferencián Fockkal került vitába a kvantumelmélet koppenhágai értelmezéséről: Fock ezt védte! Jánossy pedig nem fogadta el, alternatív elméletet dolgozott ki.

Jánossynak voltak kétségei a speciális relativitás kísérleti alapjairól is. Ezen a téren választott engem munkatársul. Mint sokan mások, ideológiai spekulációit sokszor értelmetlenül néztem. Azonban mindig csodáltam és

kritikai érzékét, amellyel elméleti és kísérleti munkát fel tudott boncolni. Örökké hálás maradok azért, amit ezen a téren tanultam tőle.

A dubnai küldetése fő célja a relativisztikus tömegváltozás közvetlen kísérleti tanulmányozása volt. A lehetőség az adta, hogy két helybeli kollegával (Tyapkin és Zrelow) kaptunk munkaidőt a dubnai 6 m átmérőjű szinkrociklotronon. Az eredmények éveken át a relativisztikus tömegváltozás Lorentz-formulájának legpontosabb megerősítését adták.

Talán sikerült az olvasókat meggyőzőnöm, hogy a Faragó Péter Magyarországon töltött éve az oktatás, az alapvető tudományos munka és a társulati élet területén különlegesen gyümölcsöző évek voltak. Irodalmi körökben feltették a kérdést, mi lett volna, ha nagy íróink, költőink nem kényszerültek volna külföldre, vagy belső fedezékbe. Nagy fantáziával erre válaszoltak is, említettek egy csomó művet, amely megszülethetett volna. A fizikában, kémiában, biológiában is feltehetnénk a kérdést: mi lett volna, ha Faragó Péter és annyi más társa nem hagyta volna el az országot. Nincs elegendő képzeletem erre a kérdésre válaszolni. Egy azonban biztos: mérhetetlenül sokat veszített az ország.

Végezetül álljon itt Faragó Péter néhány dolgozatának bibliográfiája:

- Elektronok polarizációja* – Matematikai és Fizikai Lapok 50 (1943) 88–113
- Electron Interference and Electron Polarisation* – Annalen der Physik, (7) 20 (1967) 71–76
- The Probability Distribution of the Number of Secondary Electrons* (Takács Lajossal) – Acta Physica Hungarica 1 (1951) 40–52
- FARAGÓ PÉTER, GROMA GÉZA: *Reflex Oscillators* – Acta Physica Hungarica 4 (1954) 7–22
- P.S. FARAGO, M. GECS, J. MERTZ: *A Simple Magnetic Resonance Device* – Acta Physica Hungarica 3 (1954) 329–333
- P.S. FARAGO, L. JANOSSY: *Experimental Evidence for the Law of Variation of the Electron Mass with Velocity* – Nuovo Cim. (X) 5 (1957) 1411–1436
- V.P. ZRELOV, A.A. TYAPKIN, P.S. FARAGO – *Sovjet Physics: JEPT* 34/7 (1958) 384–387 (angolul)
- P.S. FARAGO: *Proposed Method for Direct Measurement of the g-factor of Free Electrons* – Proc. Phys. Soc. Lond. 72 (1958) 891–894 (Megjegyzés: V.L. Telegdi, R. Winston: Proc. Phys. Soc. Lond. 74 (1959) 782)
- P.S. FARAGO, R.B. GARDINER, J. MUIR, A.G. RAE: *Direct Measurement of the g-factor Anomaly of Free Electrons* – Proc. Phys. Soc. Lond. 82 (1963) 493–500
- P.S. FARAGO: *Electromagnetic Focusing and Polarisation of Neutron Beams* – Nucl. Instr. Meth. 30 (1964) 271–273

PERJÉS ZOLTÁN

1943–2004

Perjés Zoltánnal közel húsz évvel ezelőtt, 1985 tavaszán találkoztam először. Vendégként, az általa vezetett gravitációelméleti kutatóközösség szemináriumain tarthattam néhány előadást az akkor divatos téridő határkonstrukciókról. Zolit ez a téma is, mint minden kérdés, ami a tudománnyal, különösképpen az általános relativitáselmélettel összefüggött, érdekelt. Ennek köszönhetően téma-

- J. BYRNE, P.S. FARAGO: *Production of Polarised Electrons by Spin Exchange* – Proc. Phys. Soc. Lond. 86 (1965) 801–815
- P.S. FARAGO, H. CHR. SIEGMANN: *The Production of Polarised Electron Beams by Spin Exchange Collision* – Phys. Lett. 20 (1966) 279–80 (Atoms of One and Two-Electron Atoms – North-Holland Publ. 1969)
- P.S. FARAGO: *Electron Interference and Electron Polarisation* – Annalen der Physik (7) 20 (1967) 71–76
- P.S. FARAGO, J. WYKES: *Optical Detection of Electron Polarisation* – J. Phys. B. (Atom. Molec. Phys.) (2) 2 (1969) 747–756
- D.M. CAMPBELL, H.M. BRASH, P.S. FARAGO: *On a Source of Polarised Electrons* Proc. Roy. Soc. Edin. (A) 70 (1971/72) 165–180
- P.S. FARAGO: *Mott-Scattering and Stern-Gerlach Effect* – Proc. Roy. Soc. Edin. (A) 71 (1971/72) 51–59
- P.S. FARAGO: *Quantum-Mechanical Effect without Force for Spinning Particles* – Lett. N. Cim. 5 (1972) 305–308
- P.S. FARAGO, R.M. SILLITTO: *The Quantum Theory of the Klystron* – Proc. Roy. Soc. Edin. 71 (1972/73) 301–321
- P.S. FARAGO: *Polarised Electrons (Semi-popular Review)* – Endeavour (Sep. 1974) 143–148
- P.S. FARAGO: *On the Detection of Spin-orbit Interaction in the Elastic Scattering of Electrons from One-electron Atoms* – J. Phys. B (Atom. Molec. Phys.) 7 (1974) L28–L31, Experimental confirmation: W. Raith, G. Baum, P. Baum, L. Grau, B. Leuer, R. Niemeter and M. Tondera: Measurement of Exchange and Spin-Orbit Interaction Effects in Electron-Caesium Scattering. Polarised Electron/Polarised Photon Physics (eds. H. Kleinpoppen and W.R. Newell). Plenum Press N.Y. 1995.
- A. VAN WEINGAARDEN, G.W.F. DRAKE, P.S. FARAGO: *New Method for Lamb-Shift Measurements* – Phys. Rev. 33 (1974) 4–7
- G.F. DRAKE, P.S. FARAGO, A. VAN WIJNGAARDEN: *Test of the Anisotropy Method ...* – Phys. Rev. A 11 (1975) 1621–1628
- A. VAN WIJNGAARDEN, E. GOH, G.W.F. DRAKE, P.S. FARAGO: *Quantum Beats in the Electric-Field Quenching of Metastable Hydrogen* – J. Phys. B (Atom. Molec. Phys.) 9 (1976) 2017–2025
- P.S. FARAGO: *Analogies and Contrasts Between Optical and Electron Spin Polarisation* – Comments Atom. Mol. Phys. 6 (1977) 99–110
- K.H. THAN, J. FRYAR, P.S. FARAGO, J.W. MCCONKEY: *Coincidence Studies of He (1S–2P) Excitation by Electron Impact* – J. Phys. B (Atom. Molec. Phys.) 10 (1977) 1073–1082
- P.S. FARAGO: *Spin-dependent Features of Electron Scattering from Optically Active Molecules* – J. Phys. B. (Atom. Molec. Phys.) 13 (1980) L567–L571
- M.J.M. BEERLAGE, P.S. FARAGO, M.J. VAN DER WIEL: *A Search for Spin Effects in Low-Energy Electron Scattering from Optically Active Molecules* – J. Phys. B. (At. Mol. Phys.) 14 (1981) 3245–3253 [Corrigenda in vol. 15, p. 3581] (Experiment: negative)
- P.S. FARAGO, K. BLUM: *Magnetized Foil as a Spin Filter. The Physics of Low Dimensional Systems* (ed. J.L. Moran-Lopez) – Plenum Press, 2000.

Irodalom

1. FARAGÓ PÉTER, KESZTHELYI LAJOS: *A Cserenkov-féle sugárzás* – Fizikai Szemle 1 (1951) 7–12
2. D.M. CAMPBELL, P.S. FARAGO: *Spin-dependent Electron Scattering from Optically Active Molecules* – Nature 318 (1985) 53
3. S. MAYER, C. NOLTING, J. KESSLER: *Electron Scattering from Chiral Molecules* – J. Phys. B, At. Mol. Opt. 29 (1996) 3497–351



Van, aki a Piarista Gimnáziumban lehetett évfolyamtársa, mások iskolatársak, megint mások évtizedeken keresztül pályatársak, barátok. Nagyon sokan az idősebbek közül elsőként az 1963-as *Ki miben tudós?* fizika döntőjében az MTV által is közvetített nagyszerű szereplését idézik fel. Minden emlékező közös vélekedése az, hogy Zoli már középiskolai évei alatt is kimagasló tehetségről tett tanúbizonyságot. Talán nem mindenki számára nyilvánvaló, de egy ilyen útravaló legalább akkora teher is lehet, mint amekkora adomány.

Perjés Zolit a hazai és nemzetközi szakmai közösség egyaránt gyászolja. Rengeteg külföldi kolléga juttatta el a hazai relativitáselméleti kutatóközösség tagjaihoz részvét-nyilvánítását. Professzor *Michael Bradley* Svédország északi részéről csak azért utazott Budapestre, hogy elkísérhesse utolsó útján barátját, kollégáját. Ő mondta a temetési szertartást követő baráti megemlékezés során: „*Sok nagy formátumú, zseniális emberrel találkozhattam eddigi életem során, de talán senki nem viselte közülük olyan természetességgel a nagyság jeleit, ahogyan Zoli képes volt erre.*”

Annak érdekében, hogy pontosabban láthassuk Perjés Zoltán váratlan hirtelenséggel lezáródó, ennek ellenére hihetetlenül gazdag tudományos életművének hosszú távú kihatásait, érdemes egy kicsit részletesebben szemügyre vennünk Zoli tudományos pályájának legfontosabb állomásait.

Tudománytörténeti tény, hogy az általános relativitáselméleti kutatásokban a 60-as évek közepétől intenzív megújulás kezdődött. Ennek előkészítésében fontos szerepe volt annak, hogy az ötvenes évek végén fedezték fel az első kvazárokat és pulzárokat, valamint annak, hogy 1965-ben találták meg a mikrohullámú háttérsugárzást. Mind-

ezeknek köszönhetően egy minden korábbinál intenzívebb kutatási korszak vette kezdetét a 60-as évek közepétől, amely nagyon sok fontos fizikai kérdés megválaszolását tette lehetővé, illetve új, még érdekesebb problémák felvetéséhez vezetett el az azt követő évtizedek során.

Ennek az intenzív korszaknak a kihívásai találtak az 1966-ban frissen diplomázott kimagasló tehetségű diák, Perjés Zoltán szakmai önazonosságának keresésével. Zoli tehetségével és *Károlyházy Frigyes* szakmai támogatásával felvértelve – a KFKI-ban részecskefizikusként kapott feladatok fokozatos háttérbe szorítását is felvállalva – az akkori fizika egyik legkomolyabb kihívást jelentő elméletével, az Einstein-féle gravitációelmélettel kezdett el foglalkozni. Kitartó munkájának és tehetségének köszönhetően kutatási eredményei hamarosan nemzetközi visszhangra találtak. Ennek talán egyik legkezebb bizonyítéka az, hogy Zoli általános relativitáselméleti témájú dolgozatainak listája az alábbi figyelemreméltó elemekkel indul: *Nuovo Cimento* 55 (1968) 600, *Acta Phys. Hung.* 25 (1968) 393, *Studia Sci. Math. Hung.* 2 (1968) 275, *Commun. Math. Phys.* 12 (1969) 275, *J. Math. Phys.* 11 (1970) 3383, *Phys. Rev. Letters* 27 (1971) 1668, melyeket további 131 publikáció követ, átfogva az 1971-től eltelt 33 év eredményeit. Zoli amellet, hogy lényegében önállóan kezdte el kutatásait, szinte azonnal hozzálátott a hazai általános relativitáselméleti kutatóközösség kialakításához. A 70-es évek elején ennek a kutatóközösségnek az aktív tagjai közé tartozott *Sebestyén Ákos* és *Lukács Béla*, valamint az időnként hozzájuk csatlakozó *Kóta József* is. Akkoriban ennél a csoportnál nagyobb a világon is csak kevés létezett. A 70-es és 80-as évek során a megerősödött magyar általános relativitáselméleti kutatócsoport, elsősorban Zoli megnövekedett nemzetközi hírnevének köszönhetően, nagyon jó szakmai együttműködést tudott kialakítani például a jénai, a pittsburgi, és később a *Penrose* körül kikristályosodó oxfordi nagy relativitáselméleti kutatócsoportokkal.

Perjés Zoltán egyéni szakmai teljesítményének nagyságát még inkább szembevetővé teszi az általános relativitáselmélet azon témaköreinek alábbi tekintélyes listája, amelyekben Zoli nemzetközileg is figyelemre méltó, új eredményeket ért el:

- az Einstein-egyenletek egzakt megoldásainak előállítására és azok tulajdonságainak vizsgálata,
- twistor-elmélet és részecskefizikai alkalmazásai,
- multipólmomentumok meghatározása különféle aszimptotikusan sík téridők esetén,
- forgó csillagok modelljeinek vizsgálata az általános relativitáselméletben,
- fekete lyukak dinamikájának (perturbatív) vizsgálata, gravitációs hullámok keltése fekete lyukat is tartalmazó rendszerek által,
- kozmológiai modellek perturbációinak tanulmányozása.

Kimagasló kutatói teljesítménye mellett Zoli nagy gondot fordított oktatói feladatok ellátására is. Számos egyetemi kurzusa mellett sok diák diplomamunkájának, illetve doktori ösztöndíjas tevékenységének volt témavezetője. Kimagasló oktatói és kutatói utánpótlást nevelő tevékenysége elismeréseként 2002-ben az OTKA támogatásával egy

tudományos iskolát indíthatott be. Végzetesen elhatalmasodó betegségétől sajnos nem kapott haladékat arra, hogy a megkezdett és elvégzett munka eredményeinek a jövőben is kollégáival és diákjaival együtt örülhessen.

Mindezekon felül, Perjés Zoltán a *Magyar Relativitás-elméleti Konferenciák* megálmodója, elindítója és mindenkori szervezője is volt. Hívására a szakterület legnagyobb alakjai is szívesen jöttek és vettek részt ezeken a konferenciákon. A *Hetedik Magyar Relativitáselméleti Konferenciát* már mi, a volt tanítványok Zoli hatvanadik születésnapja tiszteletére 2003 augusztusában, Sárospatakon rendeztük meg. A magas színvonalú szakmai találkozó adta ünneplés során nem is sejtettük, hogy az addig töretlen lendületű tudományos karriert, a mindig felfelé törő szakmai elképzeléseket milyen végzetesen fenyegeti a szervezetét megtámadó kór.

KRASZNAI ISTVÁN

1933–2004

Váratlanul ért minket *Krasznai István* halálának híre. Három éve kezdődött betegsége nagy erőfeszítéssel, szép eredménnyel gyógyulóban volt, életének 71. évében mégis váratlanul hagyott itt bennünket.

Fizikusként még a Semmelweis Egyetem Orvosi Fizikai Intézetében kezdte pályafutását, *Nagy János* tanár úr egyik legjobb, legígéretesebb tanítványaként. Ezt követően a hazai nukleáris medicina egyik megalapítójává vált. Több mint 40 évvel ezelőtt került a Semmelweis Egyetem I. számú Belgyógyászati Klinika izotóplaboratóriumába. Tudása, szerénysége, szeretetre méltó egyénisége meghatározó volt ezen a munkahelyen. A hazai nukleáris medicina élharcosává vált. A szakterületen dolgozók – amennyiben arra szükség volt – mindig eljöttek hozzá tanácsot kérni. Fizikusként elmélyedt az élettani kutatásokban, az orvosi diagnosztika és terápiás területek széles skáláján, és tudását mindig átadta másoknak. Szakember lett a pajzsmirigy, a vérkeringés, a csontanyagcsere nukleáris medicinával kapcsolatos vizsgálataiban. Kiváló éleslátással mindig megragadta a dolgok lényegét. Hazánkban először alkalmazta a klinikumban a különböző RIA-IRMA módszereket, élenjárta az egyes szervek szcintigráfiai vizsgálatainak kidolgozásában és az utóbbi években az oszteodenzitometriai vizsgálatok kifejlesztésében. Széles körű tudományos vizsgálataira utalnak a kongresszusokon elhangzott előadásai, megjelent dolgozatainak széles skálája, a nukleáris medicina továbbképzésével foglalkozó monográfiákban megjelent tanulmányai. Tudományos munkássága alapján elnyerte a kandidátusi fokozatot. Az I. számú Belgyógyászati Klinikán végzett tevékenysége mellett jelentős munkát végzett a Szent János Kórház izotóplaboratóriumában is.

Tudásával, emberi magatartásával példát mutatott a nukleáris medicinával foglalkozó új nemzedéknek.

Zolira számos magyar és nem magyar kolléga mint varázslatos egyéniségre emlékszik. *Tóth Kálmán*, az RMKI Elméleti Osztályának volt vezetője, Zoli pályatársa a búcsúbeszédjében így fogalmazott: „*Tudós volt és ember volt. Az emberi szürkeség ugyanolyan távol állt tőle, mint a szakmai. Mindig érdekelt valami, mindig volt ami lázba hozta, mindig akart valamit.*” Zoli nemzetközileg is kimagasló, fontos eredményekben gazdag szakmai életműve mellett többek között ennek a hihetetlen elszántságnak köszönhetjük a világszínvonalú hazai általános relativitáselméleti kutatóközösség létrejöttét is.

Az egész magyar elméleti fizikai közösség, barátok, tanítványok és kollégák nevében mondhatom, Perjés Zoltán váratlan korai halálával nemzetközi formátumú tudós fizikust és egy feledhetetlen kollégát veszítettünk el.

Rácz István, KFKI RMKI



Egyik legfontosabb feladatának tekintette az e szakterületen dolgozó orvosok és asszisztensek továbbképzését. A továbbképző tanfolyamok szervezésében aktívan részt vett. Különös gonddal foglalkozott a környezetvédelemmel, az izotópok esetleges környezetszennyező hatásával.

Meghatározó egyénisége lett a Magyar Orvosi Nukleáris Társaságnak, éveken át dolgozott a MONT Híradó szerkesztőjeként. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Sugárvédelmi Szakcsoportjában is évtizedeken át aktívan

tevékenykedett, több periódusban a vezetőség tagja volt, a rendezvényeken a szakterületével összefüggő sugárvédelmi kérdésekről rendszeresen tartott előadásokat. Az említettek mellett aktívan sportolt, szívének legkedvesebbje a tájfutás volt, s oroszlárnrészt vállalt a versenyek megrendezésében. Ugyanakkor életében központi szerepet játszott családja is. Mindene volt népes családja szeretete. Ha unokáiról esett szó, azonnal felragyogott a szeme.

Nem hagyhatom szó nélkül, hogy 40 éven át egy munkahelyen, egy szobában dolgoztunk. Együtt örültünk az elért eredményeknek, és ami ennél is több, jó barátokká váltunk. Igaz embernek ismertem meg, és a hosszú évtizedek alatt, élete végéig az is maradt. Halálával családján kívül az egész hazai nukleáris medicinát és sugárvédelmet is nagy veszteség érte. Nagyon sok ember szerette és tisztelte. Gondolni fogunk rá, míg élünk.

Földes János

INTÉZETEINK – TANSZÉKEINK

Folyóiratunk 2004-ben indította meg ezt a rovatot, azzal a céllal, hogy a magyar fizikusközösséget tájékoztassa arról, hogy milyen egyetemi és kutatóintézmények működnek hazánkban a fizika területén. Ennek kapcsán mindenekelőtt igyekeztünk összeállítani egy olyan listát, amelyik a szóban forgó műhelyeket felsorolja.

Felmerült az a kívánság, hogy ezt a szóban forgó jegyzéket közöljük le ebben a rovatban. Az alábbiakban felsoroljuk – az egyes városok névsorrendjében – a fizika és alkalmazásai területén hazánkban működő egyetemi tanszékeket és kutatóintézeteket – vezetőjük nevével –,

amelyekről tudomást szereztünk. A lista valószínűleg még nem végleges, minden megjegyzést, korrekciót szívesen fogadunk. Különösen várjuk a főiskolai fizikai tanszékek adatait, amelyekre eddigi tájékozódásunk nem terjedt ki (ezeket kérjük a főszerkesztő címére küldeni: berenyi@atomki.hu).

A rovat indításakor felkértünk néhány tanszéket, intézetet, hogy mutatkozzanak be a magyar fizikusközösségnek. Akkor is hangsúlyoztuk, és ezt most újra megteesszük, hogy minden egyes további hasonló intézménytől felkérés nélkül is szívesen látjuk a megfelelő ismertetést.

EGYETEMEK FIZIKAI TANSZÉKEI ÉS FIZIKAI KUTATÓINTÉZETEK MAGYARORSZÁGON

Budapest

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM

Atomfizika Tanszék (Richter Péter műsz. tud. doktora)
Elméleti Fizika Tanszék (Kertész János akadémikus)
Fizika Tanszék (Mihály György akadémikus)
Kémiai Fizika Tanszék (Noszticzius Zoltán kém. tud. doktora)
Kísérleti Fizika Tanszék (Jánossy András akadémikus)
Nukleáris Technikai Intézet (Aszódi Attila)

EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM

Atomfizikai Tanszék (Kiss Ádám fiz. tud. doktora)
Általános Fizika Tanszék (Lendvai János fiz. tud. doktora)
Biológia Fizika Tanszék (Vicsek Tamás akadémikus)
Csillagászati Tanszék (Balázs Béla fiz. tud. doktora)
Elméleti Fizika Tanszék (Csikor Ferenc fiz. tud. doktora)
Geofizikai Tanszék (Horváth Ferenc egyetemi tanár)
Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék (Vattay Gábor fiz. tud. kand.)

Szilárdtestfizika Tanszék (Tichy Géza fiz. tud. doktora)

KUTATÓINTÉZETEK

Bay Zoltán Anyagtudományi és Technológiai Intézet (BAYATI) (Kálmán Erika kém. tud. doktora)
FKFI Atomenergia Kutatóintézet (Gadó János MTA doktora)
FKFI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet (Szökefalvi-Nagy Zoltán fiz. tud. doktora)
Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet (Fancsik Tamás műsz. tud. kandidátusa)
MTA FKK Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet (Závoti József, műsz. tud. kandidátusa)
MTA Izotópkutató Intézet (Wojnárovits László, kém. tud. doktora)
MTA Konkoly-Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézet (Balázs Lajos fiz. tud. kand.)
MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézete (Kollár János, fiz. tud. doktora)
Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet (Bársony István MTA doktora)

Debrecen

DEBRECENI EGYETEM

Elméleti Fizika Tanszék (*Sailer Kornél* MTA doktora)
Izotópalkalmazási Tanszék (*Kónya József* kém. tud. doktora)

KLTE-ATOMKI Közös Tanszék (*Kiss Árpád Zoltán* fiz. tud. doktora)

Kísérleti Fizikai Tanszék (*Pálinkás József* akadémikus)
Szilárdtestfizikai Tanszék (*Beke Dezső* fiz. tud. doktora)

Biofizikai Intézet (*Szöllősi János* biol. tud. doktora)

KUTATÓINTÉZETEK

MTA Atommagkutató Intézet (*Lovas Rezső* akadémikus)

MTA Csillagászati Kutatóintézet Napfizikai Observatóriuma (*Ludmány András* fiz. tud. kandidátusa)

Győr

SZÉCHENYI ISTVÁN EGYETEM

Fizika Tanszék (*Horváth András* egy. docens)

Miskolc

MISKOLCI EGYETEM

Geofizikai Tanszék (*Dobróka Mihály* műsz. tud. doktora)

Fizika Tanszék (*Demendy Zoltán* fiz. tud. kandidátusa)

Fizikai Kémiai Tanszék (*Kaptay György* műsz. tud. kandidátusa)

Pécs

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

Biofizikai Intézet (*Somogyi Béla* egy. tanár)

Általános Fizika és Lézerspektroszkópia Tanszék (*Német Béla* egy. docens)

Elméleti Fizika Tanszék (*Korpa Csaba* egy. tanár)

Kísérleti Fizika Tanszék (*Hebling János* egy. docens)

Sopron

NYUGAT-MAGYARORSZÁGI EGYETEM

Faipari Mérnöki Kar, Fizika Tanszék (*Papp György*)

MÉK Mosonmagyaróvár (*Dóka Ottó* egy. docens)

GEO Székesfehérvár (*Csordásné Marton Melinda* főisk. tanársegéd)

ATIF Győr (*Zábrádi Antal* főisk. adjunktus)

Szeged

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

Biofizikai Tanszék (*Maróti Péter* biol. tud. doktora)

Elméleti Fizikai Tanszék (*Gyémánt Iván* fiz. tud. doktora)

Kísérleti Fizika Tanszék (*Szatmári Sándor* fiz. tud. doktora)

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék (*Bor Zsolt* akadémikus)

MTA Lézerfizikai Kutatócsoport (*Bor Zsolt* akadémikus)

Szegedi Csillagvizsgáló (*Szatmáry Károly* fiz. tud. kandidátusa)

Általános Orvosi Kar, Orvosi Fizika Oktatási Csoport (*Ringler András* biol. tud. kandidátusa)

Juhász Gyula Tanárképző Főiskola Kar, Fizika Tanszék (*Nánai László* fiz. tud. kandidátusa)

KUTATÓINTÉZET

SzBK Biofizikai Intézet (*Ormos Pál* akadémikus)

Veszprém

VESZPRÉMI EGYETEM

Fizika Tanszék (*Szalai István* egy. docens)

Fizikai Kémia Tanszék (*Liszi János* egy. tanár)

A FIZIKA TANÍTÁSA

A 2004. ÉVI EÖTVÖS-VERSENY FELADATA: A KEPLER-PROBLÉMA MÁGNESES TÉRBEN

Pálfalvi László

MTA PTE Nemlineáris Optikai és Kvantumoptikai Kutatócsoport
PTE, Kísérleti Fizika Tanszék

A feladatok megoldása során sok esetben hasznos lehet olyan módszerek alkalmazása, melyek túlmutatnak a középiskolások eszköztárán. Ha egy problémát általánosan kezelünk, az elemi megoldással megválaszolható

kérdéseken túlmutató kérdések felvetésére és megválaszolására adódik lehetőség. Ezenkívül rámutathatunk olyan általános érvényű összefüggésekre, melyek a speciális esetből kiinduló tárgyalások során nem kerülnek

felszínre. Még egy nagyon fontos szempont, hogy egy egzakt megoldás segítség lehet eredményünk helyességének ellenőrzéséhez is.

A 2004. évi Eötvös-verseny 3. feladata igen jó példa annak demonstrálására, hogy az általános összefüggésekből hogyan juthatunk el az egyedi esetekhez. A feladat így szólt:

„Elektronok mozgását vizsgáljuk homogén mágneses térben, az erővonalakra merőleges síkban. (Az elektront klasszikus tömegpontnak tekintjük, melyre csak elektromos és mágneses erők hatnak.)

a) Két, kezdetben nyugvó elektron egymástól elég messze, r_0 távolságra helyezkedik el. Mekkora azonos nagyságú, egymással ellentétes irányú sebességgel indítjuk el az elektronokat úgy, hogy távolságuk a mozgás során ne változzék?

b) Állandó maradhat-e az r_0 távolság akkor is, ha csak az egyik elektront lökjük meg?

Milyen pályán mozog ekkor a rendszer tömegközéppontja?

Mekkora az a minimális r_{\min} távolság, amely mellett ilyen mozgás még létrejöhet?

Ábrázoljuk vázlatosan az elektronok pályáját ebben az esetben!

Mikor áll meg először a meglökött elektron?”

Ha nincs jelen mágneses tér, és a töltések ellentétes előjelűek, akkor a jól ismert Kepler-probléma megoldásáról van szó speciális kezdőfeltételek mellett. Természetesen ebben az esetben néhány alkérdés értelmetlenné válik.

A szimmetrikus indítás

A feladat a) kérdése nem túl nehéz, a szimmetria miatt a szituáció könnyen elképzelhető, ami egy kis önbizalmat ad a későbbiekhez. A megoldás során az e elemi töltés alatt $e = +1,6 \cdot 10^{-19}$ C-ot értünk. A kezdetben r_0 távolságban lévő elektronok távolsága úgy maradhat állandó, ha $r_0/2$ sugarú körpályán mozognak a nyugalomban lévő tömegközéppontjuk körül, azaz a mozgásegyenlet (1. ábra):

$$e v_0 B - k \frac{e^2}{r_0^2} = m \frac{v_0^2}{r_0/2}. \quad (1)$$

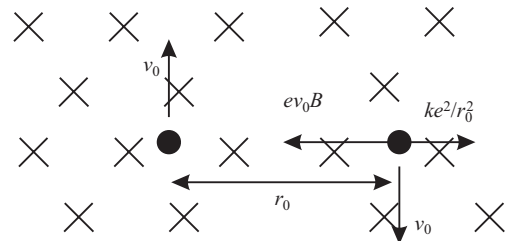
Innen kifejezve a kezdősebességet

$$v_0 = \frac{e B r_0}{4 m} \pm \sqrt{\left(\frac{e B r_0}{4 m}\right)^2 - \frac{k e^2}{2 m r_0}} \quad (2)$$

adódik, melyből látszik, hogy minden

$$r_0 > r_{\min} = \left(\frac{8 k m}{B^2}\right)^{1/3}$$

esetén két különböző v_0 esetén is létrejöhet ugyanazon a körpályán történő mozgás. $r_0 = r_{\min}$ esetén $v_0 = e B r_0 / 4 m$ adódik az indítási sebességre, $r_0 < r_{\min}$ esetén pedig nem jöhet létre körmozgás.



1. ábra. Az elektronokat azonos nagyságú, ellentétes irányú sebességgel indítjuk.

Az általános megoldás

Most térjünk rá a probléma általános tárgyalására! Jelöljük az elektronok helyvektorait \mathbf{r}_1 -gyel, illetve \mathbf{r}_2 -vel, sebességeiket pedig \mathbf{v}_1 -gyel, illetve \mathbf{v}_2 -vel! A kezdőfeltételek legyenek teljesen általánosak, csupán annyit kössünk ki, hogy mindkét elektron sebessége merőleges legyen a mágneses térre! Mivel a ponttöltésekre ható valamennyi erő merőleges lesz a mágneses térre, biztosak lehetünk abban, hogy az elektronok a mágneses térre merőleges síkban fognak mozogni. Az elektronokra a mozgásegyenletek:

$$m \ddot{\mathbf{r}}_1 = \mathbf{F}_c - e \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}, \quad (3)$$

$$m \ddot{\mathbf{r}}_2 = -\mathbf{F}_c - e \mathbf{v}_2 \times \mathbf{B}, \quad (4)$$

ahol

$$\mathbf{F}_c = \frac{-k e^2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3} (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1).$$

Vezessük be az

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 \quad (5)$$

relatív helyvektort, illetve a tömegközéppontba mutató

$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \quad (6)$$

vektort mint új változókat! A (3) és (4) egyenletekben az \mathbf{r}_1 és \mathbf{r}_2 mennyiségeket és a sebességeket kifejezve az \mathbf{r} és \mathbf{R} új változókkal (5) és (6) felhasználásával, majd az egyenleteket összeadva, a tömegközéppont mozgására az

$$\ddot{\mathbf{R}} = -\frac{e}{m} \dot{\mathbf{R}} \times \mathbf{B} \quad (7)$$

egyenlet adódik. Ez a mozgásegyenlet pontosan olyan, mint egyetlen elektron mozgásegyenlete homogén mágneses térben. Tehát a tömegközéppont egyenletes körmozgást fog végezni $\Omega = e B / m$ szögsebességgel. Fontos kiemelni, hogy ez bármely olyan kezdőfeltétel mellett így van (nem csak olyankor, mint amit a feladat b) részében kirónak), amikor is az elektronok kezdősebességei merőlegesek a mágneses térre. Az \mathbf{r} és \mathbf{R} változókkal kifejezett (3) és (4) mozgásegyenleteket egymásból kivonva eljuttunk a relatív helyvektor mozgásegyenletéhez:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \frac{2ke^2}{r^3}\mathbf{r} - e\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}. \quad (8)$$

Láthatjuk tehát, hogy a mozgásegyenletek szeparálódnak a tömegközépponti (7), illetve a relatív (8) mozgás változó szerinti. A (8) egyenlet megoldásához nagy segítséget ad a megmaradó mennyiségek ismerete. Tudjuk, hogy mágneses tér hiányában a relatív mozgáshoz tartozó

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\mu\dot{\mathbf{r}}^2 + U(\mathbf{r})$$

energia és az

$$\mathbf{N} = \mu\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}$$

impulzuszómomentum megmarad (ahol $\mu = m/2$ a redukált tömeg). Vajon mi a helyzet mágneses tér jelenlétében? Ehhez a Lagrange-függvény vizsgálatával juthatunk el legkönnyebben.

A Lagrange-függvény

Mindenekelőtt nézzük meg, hogy homogén mágneses térben mozgó (egyetlen) elektronhoz milyen Lagrange-függvény rendelhető! Általánosabb esetben, tetszőleges elektromágneses térben mozgó ponttöltés Lagrange-függvénye nem fejezhető ki a mágneses indukcióval és az elektromos térerősséggel, csak a potenciálokkal. Homogén mágneses térben viszont találhatunk olyan \mathbf{B} -vel kifejezhető Lagrange-függvényt, melyből a helyes mozgásegyenlet származtatható. A térre merőlegesen mozgó elektron esetén egy lehetséges Lagrange-függvény az

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{m}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) - \frac{e}{2}B(x\dot{y} - y\dot{x}) = \\ &= \frac{m}{2}\dot{\mathbf{r}}^2 - \frac{e}{2}\mathbf{B}(\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}). \end{aligned} \quad (9)$$

A

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}}, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{y}} \quad (10)$$

Euler-Lagrange-egyenletekbe behelyettesítve a (9)-ben megadott Lagrange-függvényt, megkapjuk az x és y koordináta mozgásegyenleteit, melyek az

$$m\ddot{\mathbf{r}} = -e\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B} \quad (11)$$

mozgásegyenletnek a komponensegyenletei lesznek, tehát a megsejtett Lagrange-függvény valóban helyes.

Két elektron esetén, a Coulomb-kölcsönhatást is figyelembe véve a Lagrange-függvény

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{m}{2}\dot{\mathbf{r}}_1^2 + \frac{m}{2}\dot{\mathbf{r}}_2^2 - U(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) - \\ &- \frac{e}{2}\mathbf{B}(\mathbf{r}_1 \times \dot{\mathbf{r}}_1) - \frac{e}{2}\mathbf{B}(\mathbf{r}_2 \times \dot{\mathbf{r}}_2). \end{aligned} \quad (12)$$

A tömegközépponti (6) és relatív (5) helyvektorokra való áttéréssel a rendszer Lagrange-függvénye:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{\text{TKP}} + \mathcal{L}^{\text{rel}} \quad (13)$$

tömegközépponti és relatív tag összegére szeparálódik, ahol

$$\mathcal{L}^{\text{TKP}} = m\dot{\mathbf{R}}^2 - e\mathbf{B}(\mathbf{R} \times \dot{\mathbf{R}})$$

és

$$\mathcal{L}^{\text{rel}} = \frac{m}{4}\dot{\mathbf{r}}^2 - U(\mathbf{r}) - \frac{1}{4}e\mathbf{B}(\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}).$$

A relatív mozgás

Az alábbiakban koncentráljunk a relatív mozgásra, hisz a tömegközéppont mozgását már a (7) mozgásegyenlet alapján értelmeztük! Mivel – mint korábban már említettük – az \mathbf{r} vektor síkmozgást végez, érdemes bevezetni az r és φ síkbeli polárkoordinátákat. Ezekkel a változókkal

$$\dot{\mathbf{r}}^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2, \quad \mathbf{B}(\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}) = Br^2\dot{\varphi},$$

illetve mivel a potenciál csak a két elektron távolságától függ

$$U(\mathbf{r}) = U(r).$$

A relatív mozgás Lagrange-függvénye az r és φ változóiban

$$\mathcal{L}^{\text{rel}} = \frac{m}{4}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) - U(r) - \frac{1}{4}eBr^2\dot{\varphi}. \quad (14)$$

A (14) kifejezést a

$$\frac{\partial \mathcal{L}^{\text{rel}}}{\partial r} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}^{\text{rel}}}{\partial \dot{r}} \quad (15)$$

egyenletbe behelyettesítve az r koordináta mozgásegyenletére

$$\frac{m}{2}\ddot{r} - \frac{m}{2}r\dot{\varphi}^2 + \frac{dU}{dr} + \frac{1}{2}eBr\dot{\varphi} = 0 \quad (16)$$

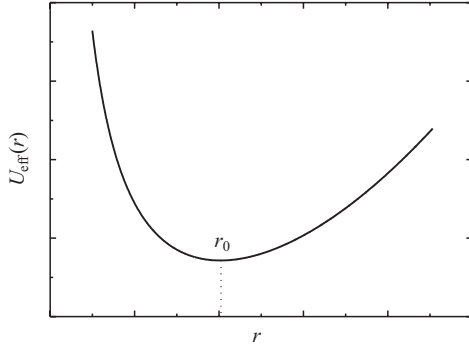
adódik. Mivel a (14) Lagrange-függvény független a φ koordinátától, azaz $\partial \mathcal{L}^{\text{rel}} / \partial \varphi = 0$, a

$$\frac{\partial \mathcal{L}^{\text{rel}}}{\partial \varphi} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}^{\text{rel}}}{\partial \dot{\varphi}} \quad (17)$$

egyenletből az következik, hogy az

$$A = \frac{m}{2}r^2\dot{\varphi} - \frac{1}{4}eBr^2 \quad (18)$$

mennyiség mozgásállandó. Eljutottunk tehát egy megmaradó mennyiséghez, ami nagyon fontos eredmény a ké-



2. ábra. Az egydimenziósra redukált mozgáshoz tartozó effektív potenciál mint az elektronok távolságának a függvénye.

sőbbiekhez. A Kepler-problémából ismert, hogy mágneses tér hiányában az

$$N = \frac{1}{2} m r^2 \dot{\phi}$$

mennyiség, a relatív mozgáshoz tartozó impulzusmomentum nagysága mozgásállandó.

A (18) egyenletből látszik, hogy $B \neq 0$ esetén az impulzusmomentum kizárólag akkor lesz mozgásállandó, ha kikötjük r állandóságát, ami a feladat egyik feltétele. A (18) egyenletből az is következik, hogy r állandósága $\dot{\phi}$ állandóságát is maga után vonja, ami annyit jelent, hogy ha a relatív mozgás körmozgás, akkor mindenképp egyenletes is. A (17) egyenletben a deriválásokat elvégezve az

$$m r \ddot{\phi} + 2 m \dot{r} \dot{\phi} - e B \dot{r} = 0 \quad (19)$$

mozgásegyenlethez jutunk. Mivel a Lorentz-erő munkája zérus, ezért várhatóan a relatív mozgáshoz tartozó

$$\varepsilon = \frac{m}{4} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2) + U(r) \quad (20)$$

energia mozgásállandó, azaz

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 0. \quad (21)$$

A (20) kifejezést a (21) egyenletbe beírva, és felhasználva a (16) és (19) egyenleteket valóban az adódik, hogy a relatív mozgás energiája (20) mozgásállandó. Az energiamegmaradás vizsgálata révén is eljuthatunk arra a következtetésre (20), hogy ha $r = \text{állandó}$ ($\dot{r} = 0$), akkor a mozgás egyenletes körmozgás.

A (18) egyenletből $\dot{\phi}$ -t kifejezve, majd (20)-ba beírva

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{kin}}^{\text{rad}} + U_{\text{eff}}(r) \quad (22)$$

adódik, ahol

$$\varepsilon_{\text{kin}}^{\text{rad}} = \frac{m}{4} \dot{r}^2 \quad \text{és}$$

$$U_{\text{eff}}(r) = \frac{m}{4} r^2 \left(\frac{2A}{m r^2} + \frac{eB}{2m} \right)^2 + U(r).$$

Eszerint egy $U_{\text{eff}}(r)$ effektív potenciálban történő egydimenziós mozgásra sikerült redukálni a problémát. A 2. ábra vázlatosan mutatja az effektív potenciált

$$U(r) = k \frac{e^2}{r} \quad (23)$$

Coulomb-potenciál esetén. Figyelemre méltó, hogy míg a Kepler-problémában ($B = 0$, $U(r) = -k e^2/r$) csak $\varepsilon < 0$ esetén lehet korlátos mozgás, ebben az esetben nem így van.

A távolság állandóságának feltétele

Kérdés, hogy mekkora r_0 felel meg a körmozgásnak. Ekkor, ahogy a 2. ábrán is látszik

$$\left. \frac{dU_{\text{eff}}(r)}{dr} \right|_{r=r_0} = 0, \quad (24)$$

azaz

$$-\frac{2A^2}{m r_0^3} + \frac{e^2 B^2}{8m} r_0 - k \frac{e^2}{r_0^2} = 0. \quad (25)$$

A (18) kifejezésben figyelembe véve, hogy $r = r_0$, $\dot{\phi} = v_{\text{rel}}/r_0$, majd A értékét beírva a (25) egyenletbe

$$e v_{\text{rel}} B - 2k \frac{e^2}{r_0^2} = m \frac{v_{\text{rel}}^2}{r_0} \quad (26)$$

adódik. Ez utóbbi egyenletből a relatív sebességre

$$v_{\text{rel}} = \frac{eB r_0}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{eB r_0}{2m} \right)^2 - 2 \frac{k e^2}{m r_0}} = 2v_0 \quad (27)$$

adódik, ahol v_0 már korábban (2) definiált. Ebből az eredményből ugyanazt az

$$r_0 > r_{\text{min}} = \left(\frac{8 k m}{B^2} \right)^{\frac{1}{3}}$$

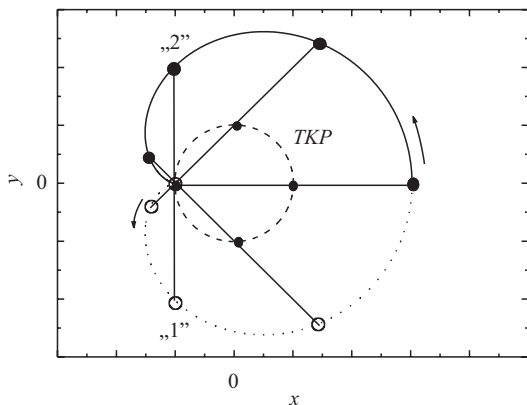
feltételt kapjuk az állandó távolság megvalósíthatósági tartományára, mint a (2) egyenletből. A $v_{\text{rel}} = 2v_0$ eredmény a feladat kérdésénél általánosabb esetekre adja meg a választ: minden olyan kezdőfeltétel esetén, amikor az elektronokat összekötő szakaszra merőleges kezdősebességek olyanok, hogy a relatív sebesség $2v_0$ a távolság állandó marad. Ez abban az esetben, mikor az egyik elektron áll, nyilván azt jelenti, hogy a másikat $2v_0$ sebességgel kell indítani.

Ha tehát az elektronokat $r_0 = r_{\text{min}}$ feltétel mellett az összekötő egyenesre merőleges v_1 és v_2 (pl. ellentétes) sebességekkel indítjuk,

$$v_{\text{rel}} = \frac{eB r_0}{2m} = v_1 + v_2. \quad (28)$$

A relatív mozgás szögsebessége:

$$\omega = \dot{\phi} = \frac{v_{\text{rel}}}{r_0} = \frac{eB}{2m}. \quad (29)$$



3. ábra. Az elektronok helycseréje. A „2” a kezdetben elindított elektron (tömör), az „1” a kezdetben álló (kitöltetlen).

A tömegközéppont szögsebessége pedig:

$$\Omega = \frac{eB}{m} = 2\omega. \quad (30)$$

A tömegközéppont V sebessége:

$$V = \Omega R = \frac{v_2 - v_1}{2}. \quad (31)$$

A (28), (29), (30) és (31) összefüggéseket figyelembe véve a tömegközéppont által leírt körpálya sugarára

$$R = \frac{1}{4} r_0 \left(\frac{v_2}{v_0} - 1 \right) \quad (32)$$

adódik.

A (32), (5) és (6) összefüggéseket felhasználva például a „2” elektron helyvektora (hasonlóképpen az „1” elektron helye is) az idő függvényében megadható:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_2(t) = & \frac{r_0}{4} \left(\frac{v_2}{v_0} - 1 \right) [\cos(\Omega t), \sin(\Omega t)] + \\ & + \frac{r_0}{2} [\cos(\omega t), \sin(\omega t)]. \end{aligned} \quad (33)$$

Most térjünk vissza a feladat szövegének megfelelően arra az esetre, amikor csak az egyik („2”) elektront lökjük meg ($v_2 = 2v_0$)! Ekkor a „2” elektron sebességére

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_2(t) = & \dot{\mathbf{r}}_2(t) = \\ = & \frac{r_0 \Omega}{4} [-\sin(\Omega t) - \sin(\omega t), \cos(\Omega t) + \cos(\omega t)] = \\ = & \frac{r_0 \Omega}{2} \left[-\sin\left(\frac{\Omega + \omega}{2} t\right), \cos\left(\frac{\Omega + \omega}{2} t\right) \right] \cdot \cos\left(\frac{\omega}{2} t\right) \end{aligned} \quad (34)$$

adódik. Az egyenletből látszik, hogy \mathbf{v}_2 akkor lesz zérus, ha

$$t = \frac{\pi}{\omega} = 2\pi \frac{m}{eB} = T, \quad (35)$$

azaz, amíg a tömegközéppont megtesz egy teljes kört. A 3. ábrán néhány nevezetes pontban feltüntettük a kez-

detben álló „1”, illetve a meglökött „2” elektron pályáját. A görbe úgynevezett cardioid vagy szívgörbe. Ilyen görbét ír le egy rögzített korongon csúszásmentesen gördülő azonos sugarú korong egy kerületi pontja. Az ábráról jól látható, hogy amíg a két elektron helyet cserél, addig a tömegközéppont pontosan egyszer körbejár.

Újabb problémák felvetése

Eddigi eredményeinket felhasználhatjuk újabb problémák felvetéséhez és megválaszolásához. Ahogy a Kepler-probléma esetén is az egyik fő cél a pálya származtatása, úgy ebben az esetben is lehetőség nyílik erre, noha az analitikus formában történő megadás nem triviális. A (18) egyenletből $\dot{\phi}$ -ot, a (20) egyenletből \dot{r} -ot kifejezve, a (23) összefüggést felhasználva

$$d\phi = \frac{\left(\frac{2A}{m r^2} + \frac{eB}{2m} \right) dr}{\sqrt{\frac{4}{m} \left[\epsilon - \frac{m}{4} r^2 \left(\frac{2A}{m r^2} + \frac{eB}{2m} \right)^2 - k \frac{e^2}{r} \right]}} \quad (36)$$

adódik. A (36) differenciálegyenletből az $r(\phi)$ pályagörbe elvben származtatható, hisz sikerült a problémát kvadrátúrára visszavezetni.

Ismert feladat annak kiszámítása, hogy egymástól r_0 távolságra elhelyezett ellentett ponttöltések (pl. elektron–pozitron pár) mennyi idő múlva találkoznak. A megoldás különböző interpretációi viszonylag közismertek. Újabb, érdekes feladat lehet ennek a kérdésnek a feltevése az Eötvös-verseny feladat körülményei között, azaz homogén mágneses térben. Vegyük észre, hogy ez megint csak az általános problémakör speciális esete más kezdőfeltételekkel. Ehhez a (20) egyenlet átrendezett alakjából kapott

$$dt = \frac{dr}{\sqrt{\frac{4}{m} \left[\epsilon - \frac{m}{4} r^2 \left(\frac{2A}{m r^2} + \frac{eB}{2m} \right)^2 + k \frac{e^2}{r} \right]}} \quad (37)$$

egyenletet kell megoldani $\epsilon = U_{\text{eff}}(r_0)$ feltétel mellett.

Összefoglalás

Végezetül elmondható, hogy a feladat összes kérdésére válaszoltunk, ha nem is a feltevés sorrendjében, hanem inkább ahogy a gondolatmenet logikája azt megkívánta. A problémakör általános tárgyalása sok olyan érdekesség meglátására adott lehetőséget, melyek egy elemi megoldás során nem kerülnek a felszínre.

Irodalom

- HRASKÓ PÉTER: *Elméleti mechanika* – Egyetemi tankönyv, PTE, 1995.
 CSERTI JÓZSEF: *A 2004. évi Eötvös-verseny 3. feladata*
 I.N. BRONSTEJN, K.A. SZEMENGYAJEV: *Matematikai zsebkönyv* – Műszaki Kiadó, Budapest, 1963.



4. kép



5. kép

4. kép: Az idei Eötvös-verseny feladatainak helyes megoldását a Versenybizottság elnöke mutatta be. Az első feladat megoldásának előkészítésére feltette a kérdést: milyen alakú a lehajló rugalmas rúd? Tankönyvi ábrákon – még egyetemi tankönyvekben is – legtöbbször körív alakú. Ugyanakkor meg lehet mutatni, hogy a lehajló rúd görbülete a befogás helyénél a legnagyobb, azután fokozatosan csökken, míg végül nullává válik. A hallgatóság meggyőzésére egy modellkísérletet is bemutatott a lehajlásra, modellként használva fel azt a rugalmas gégecsövet, amelynek végét saját kulcscsomójával terhelte meg.

5. kép: Izgalmas kísérlet az 1. feladat megoldásának igazolására. A negyedkör alakú rugalmas csövek egy, a tudomány oltárán feláldozott hulahoppkarikából lettek kivágvva. A jobb összehasonlíthatóság kedvéért egymás mellett helyeztük el őket. A két befogás természetesen különböző volt: az egyik negyedkör függőlegesen, a másik vízszintesen indult a befogás helyétől. A terhelést a csövek felső végén függő súlyok adták. Bebizonyosodott, hogy a függőlegesen induló és vízszintes végű „negyedkör” hajlik le jobban. A jelenséget egy másik kísérlettel is demonstráltuk. Ekkor az írásvetítőt felett, vízszintes síkban hajlott el két megfelelően befogott, negyedkör alakú rugalmas fémlemez. A végeikhez kötött cérnaszálak az írásvetítő oldalán átvetve kapcsolódtak a terhelő súlyokhoz. A két kísérlet közös tanulságát az előadó lelkes magyarázata igyekezett mindenki számára nyilvánvalóvá tenni.

6. kép: A második feladat megoldását követően Gnädig Péter mutatott be egy kísérletet a feladatban leírt jelenségre. A melegedő víz hőmérsékletét Honyek Gyula olvasta le és közvetítette hangosan az érdeklődő hallgatóság számára. A hőmérsékleti inhomogenitások elkerülésére a melegedő edényt kémcsővel együtt egy zárt „termosztátba” kellett helyezni, ami némiképp csökkentette a jelenség láthatóságát. Ezen mindketten jól derültek, majd elszántan folytatták a kísérletet. (A képen a hőtani kísérlet mögött jól látszik az asztalon az első feladathoz kapcsolódó kísérlet, a különbözőképpen meghajlott csövekkel.) A kísérleteket a hallgatóság aktív érdeklődése és mély rokonszenve kísérte.

7. kép: Íme, a folyadék felfutott a kémcsőben! Mivel a melegítés az előre kiszámított hőmérsékletig történt, mire lehűlt a termosztátból kivett rendszer és újból beállt a kezdeti hőmérséklet, körülbelül a kémcső feléig futott fel a benne a víz. A kémcsőre szegeződő aggódó pillantások mögött rejtőzött, ki nem mondott kérdés: Ugye mindenki jól látja a kísérlet eredményét? (Vagy ahogy az egyszerű tanár mondotta volt: Látják? Nem látják? Na látják!)

8. kép: A harmadik feladat megoldásához volt szükség a legelvontabb gondolkodásra. A fő kérdés mellé több – segítő – alkérdés is járult; itt még csak a kérdések felolvasása folyik. A kép bal szélén az első feladathoz kapcsolódó kísérlet, az írásvetítő mögött pedig a második feladat-

6. kép



7. kép



hoz használt termosztát teteje látszik. Semmit se szabad elrakni addig, amíg az eredményhirdetés befejeződése után az asztal köré gyűlő kíváncsi diákok maguk is ki nem próbálták a kísérleteket. A valóság az, ami megfogja és elgyönyörködteti a fizikáért lelkesedő diákokat, kicsiket és nagyokat egyaránt.

9. kép: E harmadik feladat megoldásának kiegészítése képpen Cserti József, az ELTE Komplex Rendszerek Fizikája tanszékének docense, a feladat egyik kiötlője mutatott be számítógépes szimulációt. A modern technikát felvonultató prezentációban jól meg lehetett figyelni a feladat megoldásaként adódó érdekes mozgást, sőt bizonyos általánosabb esetek bemutatására és kiértékelésére is sor került. Cserti József elkalandozott a feladattal kapcsolatos aktuálisan érdekes területekre is, amilyenek például a Hall-effektus kvantumfizikai vonatkozásai. A kvantum-Hall-effektus felfedezéséért Klaus von Klitzing német tudós 1985-ben kapott Nobel-díjat. Az előadónak sikerült fellelkesítenie ifjú hallgatóit – lehet, hogy egyszer majd az itt hallottakat fogja felemlíteni egy majdan híres fizikus, amikor egykori pályakezdéséről, sikeres témaválasztásáról faggatják...

10. kép: Ezután megkezdődött az ünnepélyes díjkiosztás. A díjakkal járó pénzjutalmakat és könyvutalványokat a Társulat egy önzetlen adományozó jóvoltából tudta biztosítani. A díjazott vagy dicséretet nyert diákok tanárai

8. kép



9. kép



10. kép



11. kép

számára idén a Typotex Kiadó (a Matfund alapítvány közvetítésével) és a Természet Világa folyóirat ajánlott fel ajándékkul kiadványokat. Ezekből a kiadványokból a megjelent tanárok válogathattak. A díjakat és dicséretet reprezentáló okleveleket a versenyt rendező Eötvös Loránd Fizikai Társulat elnöke, Németh Judit akadémikus adta át. Hogy a dolog izgalmasabb legyen, először a dicséretet átadására került sor, ezt követték a harmadik díjak, az egyetlen második díj, végül pedig a két első díj következett. Képpünkön az egyik harmadik díjas, a veszprémi Lovassy László Gimnáziumban érettségizett Szabó Attila (jelenleg a BME elsőéves villamosmérnök-hallgatója) veszi át az oklevelet. A háttérben Rácz Mihály, az ELTE Radnóti Miklós Gyakorló Gimnáziumának tanára válogat a könyvek közül.

11. kép: 2002-ben kapott először „Eötvös-verseny érmet” az Eötvös-versenyt megnyerő diák. Az akkori nyertes, a Budapesti Piarista Gimnáziumban érettségizett Nagy Márton ma már az ELTE harmadéves fizikus hallgatója. 2003-ban Horváth Márton, a Fazekas Mihály Fővárosi Gyakorló Gimnázium 12. évfolyamos tanulója nyert – ő ma az ELTE elsőéves matematikus hallgatója. 2004-ben nem lehetett választani két azonos teljesítményt nyújtó legjobb között, ezért két első díjat ítél oda a Versenybizottság (Gnädig Péter, Honyek Gyula, Károlyházy Frigyes, Radnai Gyula). Az egyik Eötvös-verseny érmet a budaörsi Illyés Gyula gimnáziumban érettségizett Sáfár Simon elsőéves villamosmérnök-hall-



12. kép

gató vehette át, a másikat *Varjas Dániel*, a dunaiújvárosi Széchenyi István Gimnázium 12. osztályos tanulója. Az ünnepélyes eredményhirdetés végén az Eötvös Társulat elnöke üdvözölte valamennyi – régi és új – nyertest, akik részt vettek ezen a társulati ünnepen. Annak idején Eötvös Loránd mindig súlyt helyezett arra, hogy személyesen legyen jelen a díjkiosztáson és üdvözölje azokat a tanárokat, akik a nyertes versenyzőket tanították a középiskolában. A helyzet ma már bonyolultabb: a ver-

senyzők általában több tanártól tanulják a fizikát. Legtöbbször külön szakkörre járnak, hogy tudásukat csiszolják, néhányan „olimpiai előkészítő szakkörre” is beiratkoznak, s ezért akár egy másik városba is elutaznak, mint ahol iskolájuk működik. Legtöbbjük évek óta a KöMaL fizikafeladatainak szorgalmas megoldója. Hazánkban ma már sokféle módon van alkalma tanulni annak, aki a fizikát szeretné a legjobban tudni. A Társulat felelősséggel vállalt törekvése pedig az, hogy ezek a lehetőségek továbbra is megmaradjanak, s az Eötvös-verseny tovább szolgálja a fizikában tehetséges 16–19 éves fiatalok versenyeztetésének, tudásuk fejlesztésének és a legjobbak kiválasztásának nemes feladatát.

12. kép: Közös csoportkép az idei és az 50 évvel ezelőtti Eötvös-verseny nyerteseiről. Az első sorban: Varjas Dániel (I. díjas), Sáfár Simon (I. díjas), Zawadowski Alfréd, Siklósi Péter, Vigassy József. A második sorban: *Pálinkás András* (III. díjas), *Rakya Péter* (II. díjas), *Szabó Attila* (III. díjas), *Németh Adrián* (III. díjas). A harmadik sorban a dicséretesek ülnek: *Rácz Béla András*, *Vigh Máté*, *Kömár Péter*, *Kiss Péter*, *Halász Gábor* és a kiemelt dicséretet kapott *Mezei Márk*.

Képek: *Harkai Zsolt*
Szöveg: *Radnai Gyula*

TÁRSULATI ÉLET

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT 2004. ÉVI DÍJAI

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat neves tudósainkról elnevezett díjait a Társulat Díjbizottsága 2004-ben az alábbi tagoknak ítélte oda:

- DARUKA ISTVÁN (Debreceni Egyetem, Elm. Fiz. Tsz.) – *Novobátzky Károly-díj*, a felületi struktúrák terén végzett munkásságáért,
- FÜLÖP ZSOLT (MTA ATOMKI) – *Selényi Pál-díj*, az egzotikus magok terén kifejtett munkásságáért,
- GULYÁS LÁSZLÓ (MTA ATOMKI) – *Szalay Sándor-díj*, az egy- és többelektronos folyamatok vizsgálatáért atomi folyamatokban,
- HORVÁTH GÁBOR (ELTE, Biológiai Fiz. Tsz.) – *Budó Ágoston-díj*, a fénypolarizáció értelmezése terén kifejtett munkásságáért,

- KISS TAMÁS (KFKI, SZFKI) – *Gombás Pál-díj*, kvantumállapotok rekonstrukciójára irányuló munkásságáért,
- KOBLINGER LÁSZLÓ (OAEH) – *Bozóky László-díj*, a sugárvédelemben alkalmazott számítási módszerek kidolgozásáért.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat

- *Eötvös-éremmel* ismerte el BERKES JÓZSEF (Pécsi Egyetem, Kís. Fiz. Tsz.) tevékenységét az Általános Iskolai Szakcsoport javaslatára, valamint
- „*A fizikai gondolkodás terjesztéséért*” díjjal jutalmazta KRASSÓI KORNÉLIÁT (Jedlik Ányos Gimn., Budapest) a Középiskolai Szakcsoport javaslatára.

Új címen található

az Eötvös Loránd Fizikai Társulat honlapja:

<http://www.elft.hu>

látogasson el hozzánk minél gyakrabban, legyen tájékozott a fizikával kapcsolatos eseményekről az internet segítségével is.

ORVOSI KÉPALKOTÓ ELJÁRÁSOK I.

Faigel Gyula
MTA SZFKI

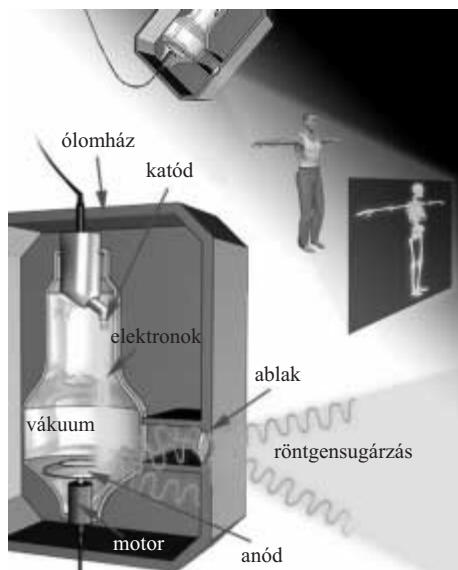
Hétköznapi életünkben gyakran találkozunk orvosi képalkotó eljárásokkal. A legelterjedtebbek a röntgenfelvételek és ultrahangos vizsgálatok. Az utóbbi években azonban több más eljárás is egyre szélesebb alkalmazást nyer. Ezek között említhetjük a különböző tomografikus eljárásokat, mint például a röntgen- vagy pozitronemissziós tomográfiát vagy legújabban a magmágneses rezonancia segítségével való képalkotást. Sokakban felmerülhet a kérdés, mi ezen eljárások fizikai alapja. Erre szeretnénk választ adni a következőkben. Mivel a fent említett eljárások eléggé különböző elveken alapulnak, és a gyakorlati megvalósításuk is igen eltérő, nem tudjuk egy cikk keretében tárgyalni mindet. Ezért három részre bontva próbáljuk leírni ezek működését.

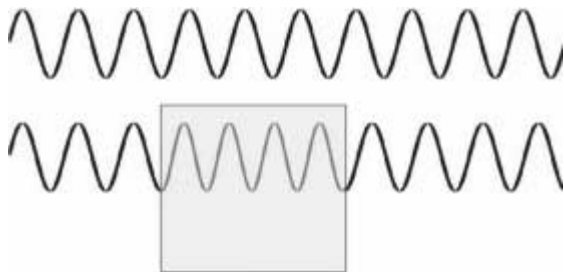
Az első részben a röntgensugárzás segítségével történő képalkotást fogjuk ismertetni, ezen belül is a hagyományos röntgenfelvételek alapjait. A tomografikus eljárásokról általában és ezek között a röntgen-tomográfiáról a következő részben lesz szó. Végül, az utolsó cikkben az ultrahangos vizsgálatok kérdéskörével ismerkedhetünk meg.

Tehát hogyan lehetséges röntgensugárzással a tüdőről, a csontokról vagy éppen a fogakról képet készíteni? Ezt legegyszerűbben talán egy hétköznapi példa segítségével érthetjük meg. Ehhez a mindenki számára jól ismert látható fényt használjuk. A fény olyan elektromágneses hullám, amelynek hullámhossza 0,5 mikrométer körül van. Ezeknek a hullámoknak már a nevéből is kitűnik, hogy elektromágneses kölcsönhatásba lépnek a töltött részecskéikkel, úgymint protonokkal, elektronokkal, illetve az ezekből és neutronokból álló atomokkal. E kölcsönhatás eredményeként az eredeti hullám módosul. Vegyük például

azt az esetet, amikor egy pontszerű fényforrástól bizonyos távolságban helyezünk el egy fémlapot, majd attól még távolabb egy ernyőt. Az ernyőn megjelenik a fémlap árnyéka. A fény igen erősen kölcsönhat a fémlappal: elnyelődik, illetve visszaverődik róla, de nem jut keresztül rajta. Ha most a fémlapot kicseréljük egy homályos üvegdarabra, akkor ennek árnyéka is látható, de már nem lesz teljesen sötét. Ha néhány karcolás vagy egyéb hiba van az üvegdarabon, akkor ezek is megjelennek az ernyőn. Tehát fénnel egy kissé átlátszó test belső szerkezetét (az abban lévő optikai inhomogenitásokat) vizsgálhatjuk. A röntgensugárzás is elektromágneses sugárzás, de ennek hullámhossza sokkal kisebb a fényénél, az Ångström (10^{-10} m) tartományban van. Ennek megfelelően kölcsönhatása is különbözik a fény–anyag kölcsönhatástól. Általánosságban nagyobb az áthatólképessége, mint a fényé. Az anyagok nagy többsége úgy viselkedik a röntgensugárzás számára, mint a fény számára a homályos üveglap. A hullámból valamennyi elnyelődik, a többi áthalad a tárgyon. Az elnyelődés mértéke az anyagban a térfogategységként található elektronok számától függ, vagyis attól, hogy milyen atomokból épül fel az anyag és ezek milyen sűrűn helyezkednek el. Tehát ha a vizsgált minta inhomogén, azaz változik benne az összetétel vagy a sűrűség, ezt hasonlóan a homályos „hibás” üveglap esetéhez árnykép-ként leképezhetjük. Mivel szerveink különböző anyagokból épülnek fel, és az anyagsűrűség eloszlása is igen változatos testünkben, a röntgensugárzás alkalmas ennek vizsgálatára. A következőkben röviden a röntgenfelvételeknél használt eszközökről szólnunk. Szükségünk van egy röntgensugárzást kibocsátó forrásra és egy érzékelő felületre, ernyőre. A forrás működése két folyamaton alapul: 1. gyorsuló töltések elektromágneses sugárzást bocsátanak ki, 2. nagyenergiájú elektronok kiüthetik az anyag atomjain erősen kötött elektronokat, és az így gerjesztett állapotban maradt atom fölösleges energiáját egy röntgenfoton kibocsátásával adja le. Ezeket a folyamatokat úgy érthetjük el, hogy elektronokat gyorsítunk két fémelektroda közé kapcsolt nagyfeszültséggel. A negatív katód felől érkező elektronok nagy energiával csapódnak a pozitív anódba. Itt az atomokkal való kölcsönhatás során hirtelen lelassulnak, illetve elektronokat ütnek ki, és eközben röntgensugárzást bocsátanak ki. Az anódban a fékezés hatására keletkező hő vízhűtéssel vezetjük el, illetve a hűtést még azzal is elő lehet segíteni, hogy az anód forgatásával mindig új hideg felületet juttatunk az elektronok útjába. A röntgenszó felépítését az 1. ábra mutatja vázlatosan. A röntgensugarak érzékelésére többféle lehetőség van. A legrégebbi módszer a fényképezőgépekben alkalmazott filmekhez hasonló érzékelő felületet használ. Még ma is ez a technika a legelterjedtebb. Egy sokkal gyorsabb, de pontatlanabb és nagyobb sugárterhelést okozó mód a fluo-

1. ábra. Röntgenszó vázlatos felépítése

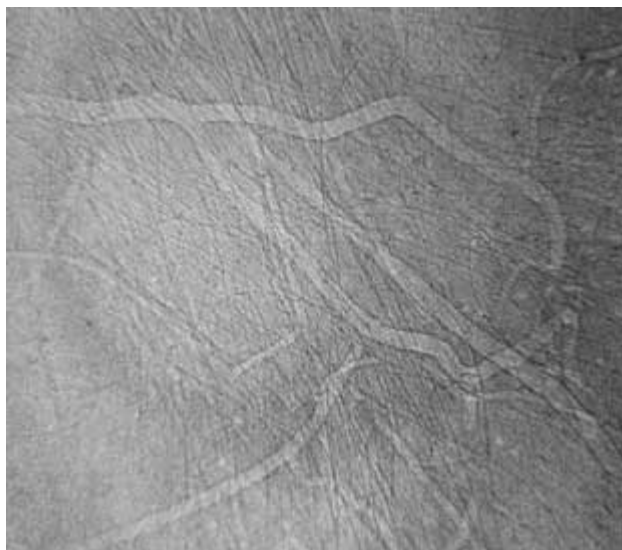




2. ábra. Egy testre eső hullám anyagon való áthaladása közben változik a fázisa a nem kölcsönható hullám fázisához viszonyítva. Így ha egy referenciahullámmal összeadjuk a testen áthaladt hullámot, a test éleinél éles változást tapasztalunk az intenzitásában.

reszcens ernyő használata. Ekkor közvetlenül (előhívás nélkül), szabad szemmel láthatja az orvos a vizsgált területet. A fluoreszcens ernyő olyan anyagot tartalmaz (például ZnS-ot), amely röntgensugárzás hatására a látható fény tartományába eső fotonokat bocsát ki. A kibocsátott fotonok száma arányos a beeső röntgensugárzás erősségével, így az ernyőn megjelenik az árnykép. Azonban a szabad szemmel való érzékeléshez viszonylag nagy intenzitású röntgennyalábot kell használni. Ezért ezt a vizsgálati módszert csak a feltétlenül szükséges esetekben használják. A digitális eszközök és fotonszámoló detektorok fejlődésének köszönhetően ma már lehetséges a röntgenfelvétel közvetlen számítógépbe történő felvétele. Az ilyen rendszerekben egy kétdimenziós helyzetérzékelő fotondetektor van a film helyett, ami azt jelenti, hogy a detektor egy impulzust ad ki, amikor egy foton beérkezik, és emellett még azt is megadja, hogy a foton a detektor melyik pontjára érkezett. Ezt számítógépben tároljuk, és a kép így bármikor megjeleníthető. Ezek a berendezések ma még nagyon költségesek, és felbontásuk nem éri el a hagyományos film felbontását. Viszont az ilyen felvételek kisebb sugárterheléssel járnak. Ilyen berendezéseket ma még nagyon kevés helyen találunk.

Végül szeretnénk megemlíteni néhány az alapeljárást kiegészítő speciális módszert. Az első a kontrasztanyag használata. Bár a szervek között van különbség az összetételben, illetve sűrűségben, de ez néha nem elég ahhoz, hogy megfelelően részletes képet kapjunk. Ilyenkor növelhetjük a kontrasztot, ha olyan anyagot juttatunk a vizsgálni kívánt szervbe, amely erősen elnyeli a röntgensugárzást. A leggyorsabb példa erre az érrendszer vizsgálata. Ekkor a



3. ábra. Patkány fülében található finom érhálózat röntgenfáziskontraszt-módszerrel készült leképezése.

véráramba juttatva valamilyen nehéz elemet (leggyakrabban valamilyen báriumvegyületet szokásos használni) sokkal jobban kiemelkedik a képből az érhálózat.

Az érzékenység növelésének egy másik lehetséges útja a fáziskontraszt-leképezés. Ennek lényege, hogy kihasználja a röntgensugárzás hullámtermészetét. Amikor egy ilyen sugárzás az anyagon áthalad, nemcsak a hullám nagysága, hanem fázisa is megváltozik (2. ábra). Gyakori eset, amikor a különböző testrészeken áthaladva a hullám nagysága csak kicsit, míg fázisa jelentősen módosul. Ilyenkor a hagyományos, csak abszorpción alapuló módszerrel nem kapunk jól értékelhető képet. Ugyanakkor a fázist, amelynek a változása nagyobb, kis trüffel megmérhetjük. Ennek lényege, hogy nem a hullám *abszolút* fázisát, hanem egy másik hullámhoz viszonyított *relatív* változását mérjük. Ebben az esetben éles határvonalakként tűnnek fel mindazon területek, ahol a fázis változik. Tehát a különböző részek határait felerősítve látjuk. Ezzel a módszerrel a térbeli felbontás is növelhető a hagyományos abszorpción alapuló technikával szemben. Példaként egy patkány fülében lévő finom érhálózatot mutatjuk (3. ábra). Megjegyezzük, hogy ez a technika csak nagyon kevés helyen, és jelenleg elsősorban még csak a kutatás szintjén áll rendelkezésre.

A FIZIKA VILÁGÉVE HÍREI

AZ EURÓPAI FIZIKAI TÁRSULAT PROGRAMJAI

Az 1968-ban megalakult Európai Fizikai Társulat (*European Physical Society*, EPS) elsősorban az európai nemzeti fizikai társulatok szövetsége, és így több mint 70 000 fizikust és fizikatanárt tömörít Európa szinte valamennyi or-

szágából. Az EPS alapító tagjai közé tartozik az Eötvös Loránd Fizikai Társulat is. Az EPS a Fizika Világéve 2005 (*World Year of Physics*, WYP2005) program egyik kezdeményezője és talán legaktívabb résztvevője.

Az EPS a *Fizika Világéve* programot abból a felismerésből kiindulva kezdeményezte, hogy a fizika és annak jelentősége mindennapi életünkben a társadalom számára egyre kevésbé világos. Ezért a fizikusok nemzetközi közösségének módot kell találnia arra, hogy vízióit, meggyőződését megossza a társadalommal és a politikusokkal. A fizika nemcsak a műszaki és természettudományok fejlődésében játszik fontos szerepet, de a társadalomra is igen nagy hatása van. Ez a tény ugyan nyilvánvaló a fizikusok számára, de társadalmi szinten semmiképp sem tekinthető általánosan elfogadottnak, jóllehet a fizikai kutatások eredményeit ma már szó szerint szinte senki egyetlen másodpercre sem tudja nélkülözni. Elegendő, ha a közlekedésre, a hírközlésre, a számítástechnikára, az informatikára, a szórakoztató iparra, az orvosi diagnosztikára és terápiára, vagy nem utolsósorban a nukleáris energetikára gondolunk, számos, mindennapjainknak már korábban részévé vált alkalmazást nem is említve. A 21. század hajnalán pedig olyan újabb kihívásokkal találkozunk a globális problémák (biztonságpolitika, környezetvédelem, közegészségügy stb.) körében, amelyek megoldására a fizika módszereinek alkalmazása nélkül esélyünk sincs.

Albert Einstein 1905-ben írta meg legendás cikkeit, amelyekkel a fizikán belül három nagy tudományterületet alapozott meg. A *relativitáselmélet* tette fel a koronát a klasszikus fizikára. A fotoeffektus magyarázata volt a *kvantumelmélet* egyik fő kiindulópontja. A mikroszkopikus részecskék Brown-mozgásának leírása pedig a korszerű *statisztikus fizikát* teremtette meg. Az EPS WYP2005 programja Einstein „csodálatos évének” századik évfordulóját szándékozik megünnepelni, de ezt oly módon teszi, hogy közben a fizika társadalmi elismertségének növelését célozza meg, kihasználva Einstein nevének általános ismertségét.

Az EPS 2003-ban különbizottságot hozott létre a WYP2005 program koordinálására, *Martial Ducloy* professzor, az EPS korábbi elnökének vezetésével. A bizottság, amelyben közvetlenül képviselve vannak a világ legnagyobb más, fizikával foglalkozó szervezetei is (az *Amerikai Fizikai Társulat* – APS, a *Tiszta és Alkalmazott Fizika Nemzetközi Uniója* – IUPAP stb.) felhívással fordult a nemzeti fizikai társulatokhoz, hogy egyrészt vegyenek részt az EPS WYP2005 programjában, másrészt hogy nemzeti diplomáciájuk latba vetésével támogassák azt a kezdeményezést, hogy a Fizika Világéve programot az *ENSZ Közgyűlése* külön határozatban támogassa. Ez utóbbi kezdeményezés sikerrel járt: 2004. június 1-jén az *ENSZ Közgyűlése* 2005-öt a *Fizika Nemzetközi Év*évé nyilvánította; ezt az Eötvös Loránd Fizikai Társulat is támogatta saját eszközeivel.

A részt vevő nemzeti fizikai társulatok 2004 októberében az EPS székhelyén, a franciaországi *Mulhouse*-ban konferencián egyeztették saját programjaikat, amelyeknek újabb és újabb változatait folyamatosan bejelentik az Európai Fizikai Társulatnak, ahol azok naprakészen elérhetők a <http://www.wyp2005.org/activities.html> címen. Ugyanitt informálódhatunk a WYP2005 Európán kívüli kiterjedt programjairól is.

Az EPS *nemzeti társulatainak* programjai *módszereiket* tekintve a következőkben foglalhatók össze:

- állandó és mozgókiallítások a fizikáról és annak eredményeiről,
- helyi események a fizika mindennapos szerepéről, más kulturális eseményekbe ágyazva,
- iskolák, egyetemek és kutatóintézetek részvételével szervezett nyilvános akciók,
- más tudományterületekkel közösen szervezett (interdiszciplináris) konferenciák,
- közös akciók helyi ipari vállalkozásokkal, ipari és technológiai parkokkal,
- A fizika és a fizika eredményeinek népszerűsítése sajtótermékekben, plakátokon, szórólapokon, közlekedési eszközökben, bélyegkiadásban stb.,
- speciális programok a nemzeti és helyi rádió- és tv-csatornákon,
- a WYP2005 programjainak megjelenítése a nemzeti fizikai társulatok folyóirataiban és más kiadványaiban,
- WYP2005-ös webhelyek létrehozása és karbantartása a nemzeti fizikai társulatok honlapjain.

Az eddig bejelentett nemzeti programok az alábbi *témák* köré csoportosulnak:

- a fizika és a fizikai tudományok társadalmi elismertségének elősegítése,
- fizika az oktatásban,
- a fizika mint más tudományágak alapja és mint új tudományos és műszaki területek inkubátora,
- a fizika nagy kihívásai a 21. században,
- fizika a fejlődő országokban, és a fizika szerepe az elmaradt területek fejlesztésében,
- esélyegyenlőség a fizikában,
- a fizika kulturális öröksége az ókori egyiptomi és görög hagyatéktól a modern fizikáig.

A nemzeti társulatok programjain túl az EPS saját WYP2005 programot is kialakított, illetve bekapcsolódott más szervezetek nemzetközi programjaiba is. Az alábbiakban e programok közül sorolunk fel néhányat.

• *A WYP2005 nyitókonferenciája az UNESCO-palotában: Párizs, 2005. január 13–15.*

A nyitókonferenciát az UNESCO többek között az EPS-sel együttműködve szervezi. Mottója: „Fizika a holnapért”. A konferencia célkitűzése: az általános figyelem ráirányítása a fizikára a nemzetközi írott és elektronikus média felhasználásával. A konferencia kerekasztal-megbeszélésén Nobel-díjasok és más kiemelkedő fizikusok vettek részt. A megnyitón jelen voltak az UNESCO, az ENSZ és az Európai Bizottság képviselői, államfők, miniszterek és más neves személyiségek. A konferenciára meghívtak ötszáz 16–18 éves fiatal is a fizikai diákolimpiák csapatainak tagjai közül. További információ: <http://www.wyp2005.org/unesco/>

• *Einsteinen túl: fizika a 21. században. Az EPS általános konferenciája (EPS–13): Bern, 2005. július 11–15.*

Az EPS háromévenként rendezi meg általános konferenciáját, általában közel ezer résztvevővel. A legutóbbi ilyen, nagy sikerű konferenciát éppen az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szervezte meg Budapesten 2002 augusztusában. A 2005-ös konferenciát az EPS Bernben, vagyis abban a városban szervezi, ahol Einstein szabadalmi ügyvivőként írta meg 1905-ös cikkeit. A konferencia az EPS legfontosabb, a WYP2005 program jegyében szervezett eseménye. Míg a korábbi EPS-konferenciák valóban általános jellegűek voltak, az EPS–13 tulajdonképpen három párhuzamos konferencia lesz, a három híres einsteini témakör köré csoportosítva. A WYP2005 szellemében az EPS–13 szervezői különös gondot fordítanak a helyi és a nemzetközi társadalom, a sajtó és a politikusok megszólítására. További információ: <http://www.eps13.org/>

• *A fizika mint kulturális örökség*

Az akció célja egy olyan mozgó kiállítás létrehozása nemzetközi együttműködésben, amely hároméves fizikájának eredményeit mutatja be mindenki számára érthető módon. Az EPS várja minden olyan szervezet és egyén jelentkezését, amely vagy aki hozzá kíván járulni a kiállítás anyagának összegyűjtéséhez. A kiállítást az EPS 2005 után is fenn kívánja tartani, és azt fejleszteni is szándékozik, oly módon, hogy annak anyagát múzeumok és tudományos központok rendelkezésére bocsátja, valamint hogy annak szöveganyagát a nemzeti társulatok segítségével minél több nyelvre lefordítja. További információ: <http://www.wyp2005.at/glob3-exhibition.htm>

• *A fizika bevilágítja a Földet*

A fénystaféta-akcióra 2005. április 18-án kerül sor. E nap estéjén Einstein halálának 50. évfordulójára emlékezve az Egyesült Államokban, Princetonban a város fényeit kioltják, majd egy fényjelet indítanak útjára, amelyet stafétaszerűen adnak tovább egymásnak az akció résztvevői, mígnem a fényjel egy nap leforgása alatt ismét visszaérkezik Princetonba, útján mintegy „bevilágítva” a Földet és hirdetve a fizika jelentőségét. Az EPS erre az akcióra is várja szervezetek és magánszemélyek jelentkezését; az akciót Európa legtöbb országában már előkészítették. A fényjel továbbadásának módját a staféta résztvevői (elsősorban diákok) egymás között elektronikus levélben vagy más módon egyeztetik. A stafétában bármilyen törvényesen megengedett fényforrással (autófényszóró, zseblámpa, táborniz, lézer, engedélyezett tűzijáték) részt lehet venni – természetesen csak oly módon, hogy az egészségkárosodást, fényszennyezést vagy egyéb veszélyt ne okozzon. További információ: <http://www.wyp2005.at/glob1-light.htm>

• *Tehetségkutatás a fizikában*

A tehetségkutatási akció célja a fizika iránti érdeklődés felkeltése a fiatalabb korosztályokban és családtagjaik körében. A legsikeresebb résztvevők díjakat és emléklapokat kapnak. További információ: <http://www.wyp2005.at/glob2-talent.htm>

• *Történetek a fizikáról*

Az akció célja olyan történetek összegyűjtése, amelyek a fizikáról szólnak, jobban megértetik a fizikusok munkáját a társadalommal, és ily módon közvetíteni tudják az igazi tudományos kutatás lelkesítő voltát is a kutatással nem hivatásszerűen foglalkozókhoz. Az akcióban főleg tanárok és diákjaik vesznek részt a világ minden részéről. További információ: <http://www.wyp2005.at/glob5-stories.htm>

• *Játsszunk fizikát!*

A gyerekek természetüknél fogva kíváncsiak. A kíváncsiság pedig az emberi érdeklődés fő forrása a tudományokban általánosan és a fizikában különösen. Annak legjobb módja, hogy a gyerekek kíváncsiságát a komoly tudományos tevékenység felé fordítsuk, a játék. Az akció célja olyan játékok és játékszerek létrehozása különböző korú gyermekek számára, amelyek a kíváncsiság kielégítése által a fizika iránti lelkesedést keltik fel. További információ: <http://www.wyp2005.at/glob4-playing.htm>

• *Einstein@home*

A *Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory* (LIGO) kutatási projekt célja, hogy kimutassa az Einstein által megjósolt gravitációs hullámokat. Ezek a hullámok gyorsan forgó, torzult neutroncsillagokból (pulzárokból) származhatnak. A gravitációs hullámokat a lézerez interferometria módszerével remélik kimutatni, amelyhez igen nagy mennyiségű adat feldolgozása szükséges. Az Einstein@home akció résztvevői saját otthoni számítógép-kapacitásukkal vehetnek részt ebben a nemzetközi projektben. További információ: <http://www.physics2005.org/events/einsteinathome/index.html>

• *Nemzetközi poszterverseny*

Az akcióban fizikai tárgyú poszterekkel lehet részt venni. Beküldési határidő 2005 májusában, eredményhirdetés 2005 októberében. További információ: <http://www.einsteinyear.org/>

• *Diákok kutatnak a részecskefizikában*

2005 márciusában mintegy 2500, 16–18 éves diák vesz részt Európa 18 országának középiskoláiból a részecskefizika titkainak megoldásában. A diákok egy napra ellátogatnak a körülbelül 60 résztvevő egyetem vagy kutatóintézet valamelyikébe, ahol meghallgatják aktív kutatók előadásait, és valós részecskefizikai kísérletek adatain alapuló méréseket értékelnek ki. A gyakorlatok során a diákok számára világossá válik Einstein tömeg–energia ekvivalencia elve, ami a részecskefizika lényege. A nap végén, ugyanúgy, mint egy igazi nemzetközi együttműködésben, a diákok videokonferencia keretei között beszélnek meg az eredményeket. További információ: <http://wyp.teilchenphysik.org/>

• *Fizikushallgatók Nemzetközi Konferenciája: Coimbra, 2005. augusztus 11–18.*

A (több mint tíz évvel ezelőtt magyar kezdeményezésre létrehozott) Fizikushallgatók Nemzetközi Egyesülete (*International Association of Physics Students*, IAPS) minden évben általános konferenciát rendez (*International Conference of Physics Students*, ICPS). Az IAPS ez évi konferenciáját a WYP2005 céljainak szenteli. Az ICPS szervezésében a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete (MAFIHE) is aktívan részt vesz. Az ICPS konferenciát az EPS anyagilag is támogatja. További információ: <http://physics.fis.uc.pt/icps2005/>

• *Fizika az iskolai építészetben*

Ez az akció arra irányul, hogy az iskolaépületeket az oktatás, különösen pedig a fizikaoktatás számára alkalmasabbakká tegyük. További információ: <http://octopus.phy.bg.ac.yu/%7Ebozic/educarch.html>

• *Relativisztikus koordináták: referencia- és pozícionáló rendszerek: Salamanca, 2005. január 21–25.*

Iskola a téma iránt közelebből érdeklődő kutatók számára egy nagyobb nemzetközi kutatási program kialakítása céljából. További információ: http://www3.usal.es/~ft/rc2005/index_english.html

• *Pirelli-díj*

A Pirelli-csoport a szokásos Pirelli-díjakon kívül 2005-ben egy alkalommal külön díjat szentel a Fizika Világévének „Pirelli Relativity Challenge 2005” néven. A díjra tanárok, egyetemi oktatók és kutatók pályázhatnak. A feladat Einstein speciális relativitáselméletének elmagyarázása egy 5 perces videoprezentáció keretében. A legjobb pályázat díja 25.000 euro. További információ: <http://www.pirelliaward.com/einstein.html>

Az EPS továbbra is várja mindazok jelentkezését, akik WYP2005 programjában részt kívánnak venni, esetleg újabb programokat kívánnak javasolni. Erre a célra saját honlapján külön *ürlapot* üzemeltet a <http://www.wyp2005.org/feedback.html> címen. A szervezők számára ingyenesen letölthető *információs anyagok* érhetőek el a <http://www.wyp2005.org/downloads.html> címen. Végül pedig öt földrész *WYP2005-szervezőivel* vehetjük fel a közvetlen kapcsolatot a http://www.wyp2005.org/useful_links.html lapra látogatva.

Mint látható, az Európai Fizikai Társulat a Fizika Világéve programjában nem irányító, hanem *katalizáló* szerepet kíván betölteni, elősegítve a fizika elkötelezettjei *horizontális* kapcsolatainak megteremtését. Reméljük, hogy e fáradozása eredményes lesz, és 2005 úgy vonul majd be a történelembe, mint az az év, amikor az emberiség jelentős része ismét ráébredt a fizika és a fizikai módszerek alkalmazásainak nélkülözhetetlen voltára.

Nagy Dénes Lajos
az EPS Konferenciabizottságának elnöke