

fizikai szemle



2005/12

**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 (Négyszögletes kerék),
Gyulai József,
Horváth Dezső (Mag- és részecskefizika),
Jéki László, Kanyár Béla (Sugárvédelem),
Németh Judit, Ormos Pál (Biofizika),
Papp Katalin,
Sükösd Csaba (Vélemények),
Szőkefalvi-Nagy Zoltán (Biofizika),
Tóth Eszter, Turiné Frank Zsuzsa,
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:

**A Hale-Bopp üstökös, Alex J. Wurden
felvétele 1997. március 9-én
(G.A. Wurden, A.J. Wurden,
I.M. Gladstone: Plasma Tails: Comets
Hyakutake and Hale-Bopp – IEEE
Transactions on Plasma Science, 27
(1999) 142–143). Tóth Imre írásához.**

A hátsó borítón:

**Szivárványok és egyéb égi tünemények.
Cserti József cikksorozatához.**

TARTALOM

<i>Berényi Dénes</i> : Búcsú a Fizikai Szemléletől	405
<i>Palló Gábor</i> : Az ébrenjáró: Arthur Koestler	406
<i>Király Beáta</i> : Neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszet	411
<i>Kádár György, Krén Emil</i> : Mágneses szerkezetek és fázisátalakulások vizsgálata neutrodiffrakcióval	414
<i>Cserti József</i> : A szivárvány fizikája – III.	422
<i>Hajdu János</i> : Einstein előadásai a statisztikus mechanikáról 1917 őszén	427
<i>Tóth Imre</i> : Mekkora az üstökösök?	423
MEGEMLEKEZÉSEK	
<i>Radnai Gyula</i> : Száz éve született Vermes Miklós	441
VÉLEMÉNYEK	
<i>Raics Péter</i> : Alapkutatás, alkalmazás, innováció tudományegyetemen ... meddig?	445
MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN	
Orvosi képalkotó eljárások III. (<i>Faigel Gyula</i>)	448
HÍREK – ESEMÉNYEK	449
<i>D. Berényi</i> : I take leave	
<i>G. Palló</i> : Arthur Koestler	
<i>B. Király</i> : Neutron recoil cross section	
<i>G. Kádár, E. Krén</i> : Neutron diffraction as applied in investigations of magnetic structures and phase transitions	
<i>J. Cserti</i> : The optics of the rainbow – III	
<i>J. Hajdu</i> : Einstein's 1917 Fall lectures on statistical mechanics	
<i>I. Tóth</i> : The size of comet cores	
COMMEMORATIONS	
<i>J. Radnai</i> : M. Vermes Centenary	
OPINIONS	
<i>P. Raics</i> : Fundamental and applied research, innovation etc. – how long to be continued at universities?	
SCIENCE IN BITS FOR THE SCHOOL	
Medical imaging methods III. (<i>J. Faigel</i>)	
EVENTS	
<i>D. Berényi</i> : Ich verabschiede mich	
<i>G. Palló</i> : Arthur Koestler	
<i>B. Király</i> : Neutron-Rückstoß-Wirkungsquerschnitt	
<i>G. Kádár, E. Krén</i> : Neutronen-Streuung zur Untersuchung magnetischer Strukturen und Phasenübergänge	
<i>J. Cserti</i> : Die Optik des Regenbogens – III	
<i>J. Hajdu</i> : Einsteins Vorlesungen (Herbst 1917) über Statistische Mechanik	
<i>I. Tóth</i> : Wie groß sind Kometenkerne?	
ZUR ERINNERUNG	
<i>J. Radnai</i> : M. Vermes vor hundert Jahren geboren	
OPINIONS	
<i>P. Raics</i> : Grundlegende und angewandte Forschung, Innovation usw. an Universitäten ... wie lange noch?	
WISSENSWERTES FÜR DIE SCHULE	
Verfahren der medizinischen Abbildung III. (<i>J. Faigel</i>)	
EREIGNISSE	
<i>Д. Берени</i> : Прощание с журналом	
<i>Г. Палло</i> : Артур Кэстлер	
<i>Б. Кирай</i> : Сечение обратного рассеяния нейтронов	
<i>Д. Кадар, Э. Крен</i> : Исследование магнитных структур и фазовых переходов методом нейтронного рассеяния	
<i>Й. Черти</i> : Оптика радуги – III	
<i>Я. Гайду</i> : Лекции Эйнштейна (1917 г.) по статистической механике	
<i>И. Тот</i> : Размеры ядер комет	
НА ПАМЯТЬ	
<i>Д. Раднаи</i> : Столетие со дня рождения М. Вермеша	
ЛИЧНЫЕ МНЕНИЯ	
<i>П. Раич</i> : Фундаментальные и прикладные исследования, инновации и т.п. – долго-ли еще возможны на университетах?	
НАУЧНЫЕ ОБЗОРЫ ДЛЯ ШКОЛ	
Методы медицинского изображения III. (<i>Д. Файге</i>)	
ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ	

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

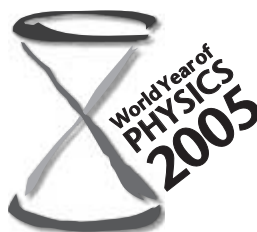
A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam

12. szám

2005. december

NEM ÉLHETÜNK



FIZIKA NÉLKÜL



BÚCSÚ A FIZIKAI SZEMLÉTŐL

Életem egyik ajándékának tekintem, hogy közel fél évszázadon keresztül szolgálhattam a *Fizikai Szemle* és ezen keresztül a magyar fizikusközösség ügyét mint szerkesztőbizottsági tag, majd a szerkesztőbizottság titkára, végül mint társfőszerkesztő és – az utóbbi években, *Marx György* halála után – mint főszerkesztő. Meggyőződésem ugyanis, hogy még a mai internetes világban is szükség van ilyen nyomtatott folyóiratra, amely a fizika egyre több és egymástól egyre messzebb kerülő ágaiban dolgozó fizikusokat informálja az adott területen elért legújabb és legfontosabb eredményekről, továbbá ezeket közvetíti a legszélesebb magyar fizikus közvélemény felé, azok felé, akik a közoktatásban vagy a közművelődésben dolgoznak.

Sőt úgy gondolom, hogy az a kör, amelyhez a *Fizikai Szemle* szól még ennél is szélesebb.

A fenti feladat teljesítése során külön öröm volt, hogy olyan fizikussal, olyan kollégával és emberrel

dolgozhattam együtt, mint *Marx György*. Ez külön élmény és ajándék volt számomra. De itt köszönöm

meg sok más kollégának, elsősorban a szerkesztőbizottsági tagoknak, de az egész fizikusközösségnek is, hogy sokféle módon támogatta a lapot, és sohasem éreztem, hogy ne lenne, ne lennének mögöttem, és hogy ne éreznék sokan saját ügyüknek a *Fizikai Szemlét* és a magyar fizikusközösséget.

Amilyen örömmel dolgoztam a *Fizikai Szemle* ügyéért, olyan jó érzéssel adom most át helyemet az új főszerkesztőnek, *Németh Judit*nak és az új szerkesztőbizottságnak. Kérek minden magyar fizikus kollégát, hogy úgy álljon mellettük, mint ahogyan azt én is tapasztaltam. Kívánom, hogy az új főszerkesztő és szer-

kesztőbizottság sikeresen meg tudja valósítani célkitűzéseit, és őszintén remélem, sőt biztos vagyok benne, hogy ez sikerülni is fog!

Berényi Dénes

Alvajárók a címe *Arthur Koestler*¹ valószínűleg legnépszerűbb és legsikerültebb tudományos könyvének. Ő maga azonban nem járt alva. Nyakig alámerült mindabba, amit a 20. századig az emberi műveltség nyújtott, és mindabba, amit a 20. századi történelem az emberre róhatott. Legnagyobb jelentőségű, világirodalmi klasszikussá vált szépirodalmi műve, a *Sötétség délben*, a kommunista koncepciók per önfeladásra készített gondolatmenetét rekonstruálta, általában is megvilágítva a totalitárius rendszerek híveinek megoldhatatlan és egyszersmind elkerülhetetlen erkölcsi dilemmáit. A szépirodalom, politikai aktivitás és pamfletírás a moralista Koestler életművében nem csupán megfért a tudománnyal, vagy tudományírással (hogy a *science writer* nálunk nem létező fogalmát lefordítsam), hanem meglepő belső konzisztenciát is mutatott. Sőt a konzisztencia magában foglalta a paratudományokat is. Koestler a modern fizika némely tulajdonságát érvnek használta a paratudományos állítások mellett, és ezzel a modern fizikának enyhén szólva különös filozófiai tartalmat tulajdonított.



Az erősen kifogásolt művek közé azonban nem tartozott az *Alvajárók*, ez a hétszáz oldalas lebilincselő olvasmány a 17. századi fizikai forradalom történetéről. A fizika kialakulásának egyik fővonulatát követi, az ókori kozmológiai elgondolásoktól *Newtonig*. Koestler kicsit sem enge-

¹ Arthur Koestler, Köstler (esetleg Kestler) Artúr éppen száz éve született Budapesten. Itt is kezdett iskolába járni, ám az I. Világháború utáni politikai és gazdasági viszonyok már gyerekkorában külföldre sodorták, először Ausztriába, ahonnan még családjával együtt visszatért néhányszor Magyarországra. Matematikai és tudományos érdeklődésének köszönhetően Bécsben mérnöki tanulmányokat folytatott, de nem fejezte be. 1926-ban Palesztinába utazott, a kibucmozgalom elkötelezett cionista úttörői közé tartozott, majd újságja kezdett írni. Újságíróként került előbb Párizsba, utóbb Berlinbe, ahol már a tudományos rovatnak dolgozott. Ennek köszönhető, hogy részt vehetett a Zeppelin léghajó híres sarki expedíciójában. 1931-ben lépett be a Német Kommunista Pártba. 1932-ben és 1933-ban, a Szovjetunióban utazgatott, testközelből szerzett tapasztalatai véglegesen kiábrándították a kommunista eszmékből. A Pártból 1938-ban lépett ki. Közben *Hitler* hatalomra jutása után, 1933-ban Franciaországba költözött, és antifasiszta újságíróként dolgozott. Mint ilyen, 1936 és 1938 között a spanyol polgárháborúról tudósított. Börtönbe zárták, halálra ítélték, ám túszerével sikerült visszajutnia Franciaországba, ahol a II. Világháború kitérése után internálták. 1939–40-ben, a francia idegenlégióban szolgált, majd Angliába szökött, ahol ismét börtönbe került. Végül 1945-ben angol állampolgárságot is kapott. Ettől kezdve főleg Angliában élt, illetve Franciaországban és Amerikában. Sorra jelentek meg könyvei, értelmiségi mozgalmak, ügyek nagy aktivistája lett olyan barátokkal, szövetségeseikkel, mint *Bertrand Russell*, *George Orwell*, *Albert Camus*, *Jean Paul Sartre* vagy *Eruin Schrödinger*, olyan ügyekkel, mint a halálbüntetés betiltása, a tudomány és a szabadság fenntartása. Igazi világhírű értelmiségi lett, korának egyik hangadó, nagy hatású személyisége. Kísérletezett kábítószerrel, sokat ivott, máskor botrányos nőügyeivel volt hangos a sajtó. Az eutanázia nagy híveként 1983-ban, halálos beteg lett öngyilkos, egészséges, jóval fiatalabb feleségével együtt, akit állítólag behajszolt az öngyilkosságba. Ez utóbbi mozzanatok árnyékot vetettek írói hírnevére. Az árnyék azonban már hamarabb is kialakult, éppen a tudománnyal foglalkozó művei miatt, illetve a tudományt implicite meggyalázó végrendelete miatt, melynek értelmében vagyonát az Edinburgh-i Egyetemre hagyja parapszichológiai tanszék létesítésére. Az áltudományos tanszék ma is működik.

dett a tudósokat szentnek ábrázoló hagyománynak. Nem a tudomány vagy az igazság mártírjaiként mutatta be hőseit, főleg *Kopernikust*, *Tycho de Brahet*, *Keplert* és *Galileit*, hanem koruk esendő, adott esetben nem is nagyon rokonszenves embereiként, akik hol gyáva meghunyászkodók, hol hipochonder képzelgők, hol pedig rátarti, hiú karrieristák. Szó nincs itt a Németh László-féle erkölcsi dörgedelmekről, példát adó elkötelezettségekről, sokkal inkább megszállott csodabogarakról olyan művekkel, melyek jelentősége létrejöttük után, csaknem alkotójuk szándékától függetlenül, esetleg ellenére bontakozik ki a tudomány alakulásával, változásaival, Koestler nézete szerint az igazság megismerésével. Hősei egytől egyig saját történelmi koruk emberei, rabjai filozófiai, stílári, politikai, sőt anyagi viszonyaiknak. Ennek ellenére, szintén saját meggyőződésükkel szemben érik el eredményeiket: Kopernikusz esetében az arisztotelianus világgkép és *Ptolemaiosz* intencióinak pontos megtartása a cél, Keplerében a pythagoreus, platonista mértani tökéletesség elvének követése. Az alapvető történelmi hatást azonban nem ezzel gyakorolták, hanem a szférák középpontjának a Földtől való elmozdításával, illetve az ellipszis alakú pályáival és ennek kvantitatív szabályaival, tévelygő, alvajáró gondolataik szükségszerű, műveikben mégis marginális szerepet betöltő elemeivel. Éppen ettől alvajárók: „mint alvajárók, kart karba öltve kóboroltak az űr feltérképezetlen mélységeiben, a nappali létben pedig valamely kölcsönös indukcióval a lehető legrosszabbat hozták ki egymás jelleméből”.²



Koestler nem azért írta az *Alvajárókat*, hogy nagy leleplezéssel szolgáljon a tudósok rossz természetére, úgynevezett emberi vonásaira. A könyvet 1959-ben jelentette meg, az ötvenes években írta, amikor már javában ismert író volt. A *Sötétség délben* 1940-ben, két ugyancsak rendkívül sikeres önéletrajzi írása, a *Nyilvánzó a végtelenbe* 1952-ben, a *Láthatatlan írás* pedig 1954-ben jelent meg. Utóbbi Koestler Szovjetunióban szerzett személyes élményeit is tartalmazza, ami a hidegháborús években a legforróbb témának számított, már csak ezért sem kerülhetett el a világsikert. Miért tért akkor át merőben más témára? Minden magyarázat nélkül nehéz lenne elfogadni, hogy egyszer csak sarkon fordult volna, és valami mánia következtében a politika és a morál helyett éppen az ezek szempontjából semleges tudományról kezdett írni. Kézenfekvőbb feltételezni, hogy a tudományról szóló írásai a legkevésbé sem függetlenek politikai gondolkodói és moralista mivoltától.

Koestler közvetlenül a háború után kiadott egy kötetet a háború idején publikált írásaiból *A jögi és a komisszár* címen. Ebben két cikk is viseli az egész kötet címét. A második, *A jögi és a komisszár 2.*, 1944 során íródott, kevéssel a *Sötétség délben* után és sokkal az *Alvajárók* előtt. Ebben fejt ki először morális, sőt, mondjuk így, metafizikai elméletét, mely programmá állt össze, és je-

² *Alvajárók*, 400. o.

lentős mértékben a fizikára támaszkodott. Írása alapján véve az akaratszabadságról szól, arról, miért nem engedünk mindig aktuális vágyainknak, miért veszünk gyakran erőt magunkon valamely vélt magasabb cél érdekében. Miért dolgozunk, ha szórakozni lenne kedvünk? Egyáltalán tényleg eldönthetjük-e, hogy magasrendű erkölcsi parancsnak engedelmessé válunk, vagy alá vagyunk vetve az áthághatatlan determinizmusnak? Mindennek megvan a maga oka, a biliárdgolyók ütközésének éppúgy, mint cselekedeteinknek, tehát döntéseink nem szabadok, nem lehet felelőssé tenni bennünket, vagy éppen ellenkezőleg, döntéseink saját magunktól függenek. A filozófusok filozófiai fogalmak segítségével adnak különféle válaszokat erre az alapkérdésre, Koestler viszont úgy gondolta, célravezetőbb a világ természetével érvelni.

Miért gondoljuk, hogy determinált a világ, és gondolhatjuk-e másként is? Úgy látta, pontosan a modern fizika az, amely eljutott addig a pontig, ahonnan nézve a 19. századig épülő determinisztikus világkép tarthatatlannak bizonyult. Azt írta, „a 17. század elején Isten matematikussá vált”.³ A világ matematikai törvényeknek látszott engedelmessé válni, univerzális rend, objektív törvények kezdtek uralkodni, a szubjektivitás, a szabadság háttérbe szorult. Az égboltot, a föld anyagait, növényeit és állatait ugyanazok a törvények mozgatták, mint az embereket. „Ha a törvény tökéletes, nincs szükség bíróra.”⁴ A világ a klasszikus tudomány szerint úgy működik, mint az ókorban, ahol Oidipusz király nem kerülhette el sorsát; akármit is tett ellene, az előre megírt forgatókönyv fondorlatos módon érvényre jutott.

Koestler esszéje itt jut a modern fizika jelentőségéhez. Úgy látta, ennek gondolkodásmódja vezet ki a determinizmus szorításából. Nem lehet megjósolni, melyik rádiumatom bomlik fel a következő másodpercben, illetve – írta – „a húszas években *Schrödinger* kimondta, hogy az üres téren áthaladó elektron tartózkodási helye csak valószínűsíthető, s nem tudható biztosan. *Heisenberg* azt feltételezte, hogy az atomon belül található elektronokra ugyanez jellemző. *Dirac* pedig azt feltételezte, hogy minden időbeli és térbeli jelenség olyan szubsztrátumból ered, amely nincs sem térben, sem időben, s semmiféle méréssel nem ragadható meg.”⁵ A baj csak az, vélte Koestler, hogy mindez a mikrovilágra vonatkozik, a makrovilágban tovább működnek a megszokhatatlan oksági láncok.

A modern fizika szerint a makro- és a mikrovilág lényegesen különböző szinteket, egymástól gyökeresen eltérő minőségeket képvisel. Koestler is azt tartotta, hogy a világ szintekből épül fel. Az egyes szinteken egymástól alapvetően eltérő és egymásra vissza nem vezethető törvényszerűségek uralkodnak. A szintek egymásra épülnek, lépcsőkkel szemléltethetők, melyeken haladhatunk fölfelé vagy lefelé, de mindegyik fok alapvetően különbözik a másiktól. Ennek következtében reménytelen a mikrofizikából levezetni a makrofizikát, a fizikából a kémiát, a kémiából a biológiát, a biológiából az élőlényt, az élőlényből az embert, az emberből a társadalmat, vagyis



a redukciónizmus elvileg kilátástalan. Koestler úgy gondolta, az egyes szinteket egyes tudományok tanulmányozzák, azaz a tudományágak vízszintesen néznek a maguk lépcsőjére, a tudomány mint egész pedig vízszintesen néz az egész lépcsőzetre.

Ámde rá lehet nézni a szintek rendszerére függőlegesen is. Föltehetünk kérdéseket a lépcsők vagy szintek egymáshoz fűződő kapcsolatára is. Mivel azonban a lépcsők egymásra visszavezethetetlenek, válaszaink nem lehetnek logikai levezetés jellegűek, azaz tudományosak. Ha válaszaink nem tudományosak, azaz nem racionális gondolkodás eredményei, akkor honnan eredhetnek? Az irracionális szférából. Függőlegesen tekintve a lépcsőzetre olyan jelenségeket látunk, mint harmónia, szimmetria, szeretet, magyarul a transzcendencia, a miszticizmus világa. Ezek felfedezése nem számítással, hanem beleérzéssel, megvilágosodással, meditációval érhető el. A tudomány módszerétől merőben eltérő eljárások szerint megmutatják a tudomány, azaz a racionális gondolkodás számára megközelíthetetlen Egészet. Más kérdés – mondom én –, hogy a tudománytörténész szemében ez visszatérés a reneszánsz gondolkodáshoz, a szimpátiák, harmóniák, analógiák világába, azaz a tudomány kialakulása előtti világba.

A komisszár etikája szerint a cél szentesíti az eszközt. Csak vízszintesen tud nézni, csak oldalról látja a lépcsőket, mindent determinisztikusan lát. A jógi csak függőlegesen néz, passzívan meditál a befolyásolás igénye nélkül. Nyilvánvaló a konklúzió: kombinálni kell a horizontális és függőleges látásmódot.

Arthur Koestler vastag könyveket írt. Mégsem aránytalan ezt a harminc oldalt sem kitevő korai írását részletesen ismertetni, mert az egész életmű az itt vázolt gondolatok kifejtésének tekinthető a logikusan következő végkifejlet csődjével együtt. Ez a gondolkodás érthető módon mindvégig legalább fanyalgást váltott ki a tudósokból. Tudományos berkekben Koestler csillogó tolla messze nem volt elég a sikerhez. Más kérdés a szélesebb közönsége hullámzó érdeklődése.



Első nagyobb tudományos műve, a magyarral le sem fordított, sőt a nagyobb könyvtárakban meg sem található *Insight and Outlook*, melyet 1946-ban kezdett írni, és 1949-ben jelent meg, sikertelennek bizonyult. De annyira

³ *A jógi és a komisszár*, 37. o.

⁴ Uo.

⁵ I.m. 40. o.

fontosnak tartotta, hogy sok évvel később újraírta és kiégszítette a második résszel. Ezt a könyvet jelentette meg *A teremtés* címmel 1964-ben. A humor, a művészet és a tudomány területén kutatta az alkotás lényegét, elutasítva azt a feltételezést, hogy a jelentős tudományos eredmények éles elméjű logikai következtetések termékei lennének. A hatalmas írást nehézség nélkül tekinthetjük az *Alvajárók* folytatásának. Ez utóbbi epilógusa néhány oldal erejéig ki is tért „a felfedezés mintázataira”,⁶ és arra is, hogy a tudományos és misztikus „elmélyülés egymás iker-testvére volt”, ugyanis kettőjük közös célja: „megpillantani az örökkévalóságot az idő ablakának túloldalán”.⁷ A teremtés ennek részleteit, működését immár nem történeti anyagon és módszerrel járja körül, hanem szisztematikus kifejtéssel, főleg a modern tudomány eredményeire támaszkodva. Itt már *Faraday* és *Maxwell* vagy *Einstein* mellett *Lamarck* és *Darwin*, *Freud* és *Konrad Lorenz* vagy *Nikolaas Timbergen* eredményei sorakoznak, hogy a legkülönbözőbb művészi alkotásokat ne is említsük, már csak azért se, mert mintha a tudományos alkotás terepén Koestler lényegesen otthonosabban mozogott volna.

Koestler végül is az alkotást pszichológiai, azaz nem racionális tevékenységnek tartotta, melynek során összetalálkoznak a különböző szintek, mátrixok – ahogy nevezte őket. A mátrixok a gondolkodás egymástól elkülönülő szintjei, a szellemi környezet, a már meglévő eredmények, stílusok, valamely alkotás intellektuális kontextusa. A kreatív tett Koestler szerint ezek összetalálkozásával, a bizsócáció fogalmával írható le: „egy helyzet vagy esemény két, összeférhetetlen asszociatív összefüggésrendszerben való szemlélése, ami a gondolatfolyamnak egyik mátrixról a másikra való hirtelen ugrását eredményezi”.⁸ Példának az aritmetika és geometria egyesülését hozta fel *Descartes* munkásságában, vagy „az elektromoságtan és magnetizmus szintézisét”⁹ *Oersted* felfedezésében. „Amikor Einstein bizsócálta az energiát és az anyagot, mindkettő új szögből mutatkozott meg a folyamatban.” – írta.¹⁰

A tudomány a 19. században a nagy szintézisek idejét élte: „az utolsó száz évben nagy folyódeltát mutat, ahol az előzőleg elkülönült és szétvált, szerteszt futó vizek előbb többé-kevésbé párhuzamos irányt vesznek, majd bonyolult mintázattal kereszteződéses és újraegyesülések után mind egyé válnak megint”.¹¹ A nagy áttörés azonban Koestler szerint 1920 után következett be, amikor „a szubatomi és az extragalaktikus valóságról, az anyagról és az okságról alkotott képünk ismét a termékeny anarchia állapotába került”.¹²

Miért foglalkozott ilyen nagy műben (*A teremtés* vagy ezer oldalt tesz ki) az alkotással? Azért, mert az ember szellemi alkotóképességében vélte felfedezni a transzcendencia lehetőségét és megvalósulását. Azt, hogy a tudós nagy ritkán képes az adott szintről átlépni a másik-



galmozott, zárt logikájú rendszereket szerinte olyan képesség alkotja, mely maga nem ezek szerint a törvények szerint működik. A kreativitáshoz nem elég az adott szint vagy mátrix horizontján mozogni, szükség van a vertikális mozgásra is, mely *A jógi és a komisszár 2*-ben kifejtettek szerint misztikus, transzcendáló jellegű.

A teremtés éppen anyaggazdagsága miatt nagyon érdekes, de nem könnyű olvasmány. Tele van lenyűgözően izgalmas részletekkel a tudományok és a művészetek legkülönbözőbb területeiről, mintegy egyenes folytatásaként a korábban megkezdett útnak.



Az 1967-ben megjelent, *Szellem a gépben* című könyvében az ember működésének, főként gondolkodásának biológiai és pszichológiai alapjait vizsgálta nagyon is redukcionista módon, a magasabb lépcsőt az alacsonyabb működésével magyarázva. Idevonatkozó elméletének központi fogalmát nevezte *holonnak*. Úgy gondolta, hogy mivel a világ hierarchikusan elhelyezett lépcsőkből áll, minden dolog, az ember is, elsősorban saját lépcsőjén létezik: az elektron a részecskék világában, az ember a többi ember között. De minden két irányba tekint, Janus-arcú. Nem csupán saját lépcsője felé néz, hanem a magasabb szint felé is. Az elektron a magasabb rendszer, az atom részeként is viselkedik, az ember a társadalom felelős tagjaként is. Minden egyed holon, egyszerre kapcsolódik az Egészhez, és létezik részként, valamely szint elemeként. A behaviorista pszichológia ádáz bírálataival, az evolucionizmus, kivált ennek, lamarckista, tehát nem darwinista, változatának pártolásával (mely, megjegyzem, a biológusok s filozófusok többsége szerint tarthatatlan) mutatta be a legkülönfélébb élőlények, szervek, viselkedésmódok holon jellegét. A modern genetika és az etológia érvelésmódja éppúgy szerepel okfejtésében, mint a klasszikus morfológia, fiziológia.

Innen olvasva érthetjük meg az *Alvajárók* lényegét is. Kopernikusz, Kepler, Galilei a maga mátrixában mozgott, a maga szintjén létezett, ám megsejtett valamit az Egészből is, megnyilvánult holon jellege. Tudattalanul kapcsolatba lépett a másik szinttel, amelynek létezéséről fogalma sem volt, mégpedig anélkül, hogy észrevette volna, alva járva. Kopernikusz az arisztotelészi, ptolemaioszi mátri-

¹³ I.m. 899. o.

⁶ *Alvajárók*, 702–705. o.

⁷ I.m. 705. o.

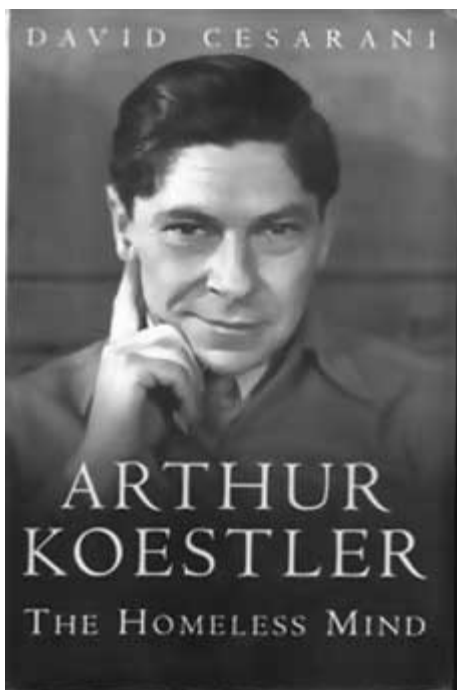
⁸ *A teremtés*, 110. o.

⁹ I.m. 300. o.

¹⁰ I.m. 304. o.

¹¹ I.m. 298. o.

¹² I.m. 299. o.



xot nem akarta elhagyni, mégis elhagyta. Kepler megrögzötten ragaszkodott a *Platon* ideális testeiből felépített univerzumhoz, mégis a fizika alaptételeihez jutott. Galilei a kopernikanizmushoz kötődött, jól védhető, ésszerű érvekre hiányában is. Ez az igazi alkotás, ez az igazi megnyilvánulása az irracionális mentális tevékenységnek.

A darwinista evolucionizmussal szemben azt vetette fel, hogy a fejlődés állomásait nem irányíthatja a vak véletlen. Az élőlények szervei olyan harmonikusan illeszkednek egymáshoz, az evolúció olyan rendet alakít ki, mely aligha képzelhető el valamiféle eleve meglévő szelekció, szervezési elv nélkül, mely a lehetséges változatok közül bizonyosakat eleve kizár, másokat preferál. Az irányítás csak közvetve mutatható ki, nem látható a biológia tudományos, azaz horizontálisan vizsgálódó módszerével. A nyilvánvaló megint a nem belátható régió felé mutat.

Az evolucionizmus át gondolása vezette Koestlert az agystruktúra hármias hierarchikus jellegéhez. Főleg a biológus *MacLean*re támaszkodva magyarázta el, hogy az agyban egymásra rétegződik a hüllő és az emlős agya, továbbá a magasabb rendű emlősökre jellemző agykéreg. Az ember olyan, mintha egy szobában krokodilkönnyezne, mellette egy ló heverészne, és egy harmadik lény, a magasabb rendű emlős, mely szavakat is tud használni, igyekezne elmondani, mi történik a krokodillal és a lóval. A transzcendenciához nem csupán az embernél aránytalanul túlfejlett legutolsó rétegre, az agykéregre van szükség, hanem a mélyebbekre is, a limbikus rendszerre is, mert ezzel lehet ráérezni, persze tudattalanul, a következő lépcsőfok létre. Másrészt az evolúció túlságos gyorsasága miatt ez a struktúra nem lett harmonikus. A három réteg nem működik együtt olajozottan. Ez a társadalmi bajok, háborúk, gyilkos politikai rendszerek biológiai alapja. A nagy antiredukcionista ismételtelen beleesett a redukcionizmus csapdájába: a magasabb szintet az alacsonyabbal magyarázta.

Hogyan lehet kilábalni az evolúció okozta Koestler-féle reménytelen helyzetből? Talán az emberi holon transzcendáló képességével, a tudománnyal. Hátha a kémia elő tud állítani a struktúrát tökéletesítő anyagokat. Azt remélte, az új nyugtatók, antidepresszánsok, altatók és hasonlók mintegy evolúciós eredményként pontosan ezt oldják majd meg. A kémiai lehetőségek közé számította a kábítószerket is. Fölkereste *Timothy Leary*t, a Harvard Egyetem pszichológus professzorát, a kábítószer hatásának kutatóját. Az ő segítségével próbálta ki Koestler az LSD-t. Nagyon élvezte, mégis csalódott. Életrajzírója szerint azt mondta Learynek, „Csodálatos dolog, de csalás, pótanyag. Instant miszticizmus. Nem vezet gyors és könnyű út a bölcsességhez.”¹⁴ Azért pártolta, mert a kábítószer a transzcendenciához való eljutás potenciális eszközeinek látszott, sajnálta, hogy nem jutott misztikus élményhez, az Egész látványához.



A negyvenes években indított programját a hetvenes évek elején két rövidebb könyvvel teljesítette ki. *A dajkabéka esete* eredetileg 1971-ben, *A vak véletlen gyökerei* 1972-ben jelent meg. Ezek már teljes mellszélességgel állnak ki a paratudomány mellett, mégpedig az akkor elérhető legújabb paraanyagra támaszkodva. *A dajkabéka esete Paul Kammerer*, 1926-ban öngyilkosságot elkövetett bécsi biológusról szól, kivált munkásságának arról a tetemes részéről, amely a parajelenségek létét iparkodott tudományosan bebizonyítani, ha ez nem önelmentmondás már magában is. Fantasztikus egybeeséseket jegyzett fel Kammerer, és publikálta őket a *Das Gesetz der Serie* című könyvében. Olyan eseteket, mint az, hogy valaki hangversenyre ment, és székének száma megegyezett ruhatári számával, mi több, a különös eset másnap megismétlődött. Az ismétlődések miatt nevezte sorozatnak az ilyen eseteket. A Koestler által érvként használt szerialitás definíciószerűen olyan esetekre vonatkozik, melyek valamiféle egybeesést mutatnak anélkül, hogy az események egymással akármilyen oksági kapcsolatban lehetnek volna. Nyilvánvaló, hogy a szék száma és a ruhatári szám nincs oksági kapcsolatban, még kevésbé a két egymás utáni nap helyszáma és ruhatári száma. (Ha igen, mert a jegyeket valamiért így állították ki, nem tartozik a szerialitás kategóriájába.) Ilyen esetek tömegeit írta le Kammerer és idézte Koestler nemcsak Kammererről szóló, megint csak nagyon olvasmányos könyvében, hanem *A vak véletlen gyökereiben* is.

Miért foglalkozott ilyesmivel? Azért, mert nem hitte, hogy az esetek valóban a vak véletlen szülöttei. Azt gondolta, az egybeesések bizonyítottan jelen vannak (szerette ezekkel kapcsolatban a hozzá hasonló nézeteiket valló pszichológus *Carl Jung*ot idézni), nem okságiak, de szabályszerűek, tehát létrejöttükért olyasvalami felelős, ami kívül esik a tudomány, a determinizmus hatókörén. Híres alvajáróinak esetét látta megismétlődni, akik az arisztotelészi és a bibliai világkép mögött megéreztek valamit egy másik gondolkodásmódból, a matematizált, vitatkozó, érvelő tudományból, mely korukban még nem létezett. Vitte őket a kutatás szenvedélye, és

¹⁴ Cesarani, 468. o.

olyan vizekre sodródtak, mint *Kolumbusz*, aki India helyett Amerikába jutott. Koestler elénk tárja a parapszichológia ismert jelenségeit, kivált ennek klasszikusai, az amerikai Duke Egyetemen dolgozó *Rhine* házaspár kísérleteit, az ESP-t (*extra sensory perception*), telepátiát, kártyakitalálósdit, kockavetést és társaikat, melyek Koestler szemében a szerialitás törvényének megerősítései voltak, a tudomány által elérhetetlen világ létezésének bizonyítékai.

Ezek az általa ünnepezt direkt tapasztalati érvek a tudomány számára elérhetetlen világ létezése mellett. Az indirekt érvek között a modern tudomány eredményeit sorolta föl, köztük a fizikáét.

Koestler felidézte a modern fizika saját korában dívott interpretációs vitáit, és úgy találta, minden a transzcendencia felé mutat. Nem mondanám, sem hogy nagyon eredeti, sem hogy nagyon kifinomult érveket használt volna. Gondolatmentének egyik fonala a mikrofizika indeterminista vonásait használta fel, másik fonala pedig a klasszikus fizika és a köznapi gondolkodás számára abszurd vonásait.

Az indeterminista vonásokkal kapcsolatban felhozta az elektron helyének kijelölhetetlenségére vonatkozó magyarázatokat. Kitért a határozatlansági összefüggésekre, és az ebből származó kettősségre, amely miatt a részecskék „Janus-arcú entitások”¹⁵ lesznek, az anyag pedig duális természetű. Úgy tűnt számára, mintha a mikrofizika a világ röntgenképét mutatná, nem azt, amelyet naponta észlelünk; a tömör íróasztal, melyen dolgozott, a modern mikrofizikában feltáruló látvány szerint egyáltalán nem tömör, csak valamiféle különös váz. Az atomok, a dolgokat felépítő részecskék már „nem dolgok, hanem folyamatok” – írta,¹⁶ az anyag mintha már itt eltűnt volna a modern fizikából. Lassanként az is kiderült, hogy az elemi részecskék száma nagyon nagy, sőt esetleg ezeket még elemibb részecskék, kvarkok alkotják. *Pauli* kidolgozta egy olyan részecske, a neutrínó elméletét, mely mindenén áthatol, melynek számára minden átlátszó, pusztán létezése is csak az abszurd elmélet alapján következtethető ki. Lehet, hogy vannak anyaghullámok, de fogalmunk sincs arról, mi hullámszik, hiszen még a korábbi „dematerializált éterről” is kiderült, hogy nem létezik, azaz a modern fizika tárgyai valójában „nem tárgyak”. Einstein tömeg–energia ekvivalenciája arra utal, hogy az anyag csakugyan eltűnhet, mássá alakulhat, a tárgyakkól valami más lesz, nem dolog. Mindezzel, olvashatjuk Koestlernél, közel jutunk a tudat és az anyag azonosságához, a pszichofizikai parallelizmuson és minden materialista felfogáson való túllépésen: „a világ anyaga szellemanyag” – idézte Arthur *Eddingtont*, a relativitáselmélet által megjósolt fényelhajlás híres kimérőjét. És hasonló szellemű szöveget citált *Pauli* és a vele szoros kapcsolatban állt pszichoanalitikus, *Carl Jung* írásaiból.

Az érvelés másik vonulata a józan ész számára abszurd fizikai állításokra hivatkozott. A pozitron és az antirészecske létét antianyagnak, fordított, nem anyagi anyagnak gondolta, ami szerinte már önmagában is értelmet-

len. Diracra hivatkozva az űrt negatív tömegű anyagként emlegette, *Feynman* idézte a pozitron mint a fordított időben létező elektron elméletének kidolgozóját. Ha *Bohr* atommodellje igaz, amikor az elektron egyik pályáról a másikra ugrik, nincs sehol, mintha a Földet csak úgy lehetne, mondjuk, a Jupiter pályájára vonszolni, hogy közben eltűntetjük. Mindez abszurdum Koestler szerint. A lehetetlensé-

get igyekszik megoldani a komplementaritás elve, mely, mint Koestler értelmezte, teljesen különböző elvi alapon működő mikro- és makrovilágot posztulál, miközben mégiscsak azt gondolja, a mikrofizika értelmetlen törvényei alapján működő részecskékből épül fel a makrovilág, tehát ez is felfoghatatlan.

Ha ilyen lehetetlenségek lehetségesek a fizikában, miért ne fogadhatnánk el a szintén különös, de mégsem annyira különös jelenségek létezését, mint a szerialitás vagy a telepátia? A paratudományok állításai jelenségek, kicsit könnyebben beláthatók, vélte, mint a modern fizikáé. Másrészt miért ne létezhetne olyan szegmense is a természetnek, melyet eddig nem észleltünk, és szintén nagyon furcsa, nem oksági szabályszerűségeket mutat? A mikrofizikai jelenségek létét se láthatták előre a korábban élt fizikusok, a középkori ember nem sejtette, mit mond majd a tudomány. Íme Koestler konklúziója: „a parapszichológia látszólag képtelen kijelentései sokkal kevésbé látszanak majd abszurdnak, ha megismerkedünk a modern fizika valóban fantasztikus elképzeléseivel, fogalmaival”. Hasonló dolgok már korábban is történtek: „Kepler kijelentette, hogy az árapályt a Holdból kisugárzó vonzóerők okozzák, Galilei egy vállrándítással intézte el az »okkult tündérmesét«, minthogy valamiféle távolból érvényesülő hatást feltételez, ami pedig ellenkezik a természet törvényeivel.”¹⁷



Így válik Koestler kezében a modern fizika az áltudomány melletti érvvé. Hasonlóan fordul ki sarkából a modern biológia és pszichológia is. Minden tudományos érve közös cél felé mutat, *A jógi és a komisszár* erkölcsi dilemmájának megoldása felé. Meglehet, az *Alvajárók*on, a kétségkívül legjobban sikerült tudományírói művén látszik ez legkevésbé. Ám ha a fentiek ismeretében lapozzuk át, nem kerülük el figyelmünket a mű végén szereplő általános megállapítások. Azt írja például, hogy „e könyv megírásának egyik fő célja éppen az volt, hogy az ismeretszerzés misztikus és tudományos módszereinek lényegi azonossága és elkülönülésük tragikus voltára rámutasson”.¹⁸ Keplerrel kapcsolatban megjegyezte: „Az új szintézis első hajtása nem valamiféle kész válasz, hanem egy

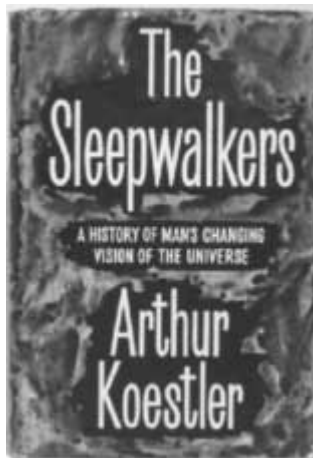


¹⁵ *A vak véletlen gyökerei*, 327. o.

¹⁶ I.m. 330. o.

¹⁷ I.m. 361. o.

¹⁸ *Alvajárók*, 570. o.



egészséges kész probléma, mely a megoldásért üvölt – és viszont az egyoldalú filozófia – akár a skolasztika, akár a tizenkilencedik századi mechanisztikus szemlélet – torz, rossz kérdéseket szegez önnön melléne.¹⁹ Most már tudjuk: a jó kérdések az Egészre vonatkoznak, vagy legalább, a holon jelleg következtében, az Egész és a rész összefüggésére. A tudat és anyag, a meditáló és tudományos,

a racionális és irracionális megismerésnek együtt kell működnie. Ez pedig tipikusan áltudományos álláspont.

Ha így van, miért szeretik oly sokan Koestlert? Először is a *Sötétség délben* miatt, mely több generáció számára megvilágító erejű mű volt. Mondhatnánk, azért is, mert a tudományt illetően gyanakvóak, másrészt mégis hiszékenyek, minden babonát, csalást, csodagyógyszert, kanálhajlítást, jóslást örömmel fogadnak. Nyilván ilyenek is vannak, nem kevesen. Sok embert vonz a miszticizmus, az irracionális. Esetleg azért szeretik, mert nem tudják a fizikát, nem ismerik a tudományt. Ebből a típusból talán még többen vannak. Én inkább azt mondanám, Koestler írásaiban nem látszik egyben az egész gondolatrendszer, ha pedig itt-ott felbukkan az itt bemutatott gondolatvilág, botlásnak lehet érezni a millió rendkívül érdekes tény és gondolatmenet közepette. A hetvenes évek könyveit botlásnak, az időződő mester fércművének tekintik. Koestler

¹⁹ *A vak véletlen gyökerei*, 330. o.

tényleg nagyon érdekes könyveket írt, csodálatosan élvezetes nyelvezettel. Még a nagyon nyíltan paratudományos művek is hallatlanul szórakoztatóak és tanulságosak. *Agatha Christie*-nek is elnézzük, hogy rémes gyilkosokról ír. Nem tartjuk szadistának, inkább élvezzük prózáját, gondolatsorait, figuráinak életmódját, szokásait, és nem vesszük komolyan antihumánus elemeit.

Koestler a kitűnő író, a fantasztikus életutat bejárt ember, a nagy értelmiségi, antitotalitárius baloldali, aki a híres nagy magyar tudósokkal a legbensőbb kapcsolatban állt: *Szilárd Leó*t fiatal korától ismerte, *Polányi Mihály* közeli barátja volt, *Gábor Dénes* komolyan végiggondolta Koestler nézeteit, *Teller* politikai gondolkodását alapvetően alakította, a 20. század egyik legérdekesebben gondolkodó, nagyon széles körben ismert, olvasott embere volt. Nem kell egyetérteni valakivel ahhoz, hogy kedveljük.

Irodalom

- A. KOESTLER: *Sötétség délben* (Darkness at Noon, 1940) – Európa, Budapest, 1988, ford.: *Bart István*
- A. KOESTLER: *A jógi és a komisszár* (The Yogi and the Commissar and other Essays, 1945) – Osiris–Századvég, Budapest, 1994, ford.: *Hruby József*
- A. KOESTLER: *Insight and Outlook* – Macmillan, New York, 1949.
- A. KOESTLER: *Nyilvessző a végtelenbe* (Arrow in the Blue, 1952) – Osiris, Budapest, 1996, ford.: *Boris János*
- A. KOESTLER: *A láthatatlan írás* (The Invisible Writing, 1954) – Osiris, Budapest, 1997, ford.: *Makovecz Benjamin*
- A. KOESTLER: *Alvajárók* (The Sleepwalkers: a History of Man's Changing Vision of the Universe, 1959) – Európa, Budapest, 1996, ford.: *Makovecz Benjamin*
- A. KOESTLER: *A teremtés* (The Act of Creation, 1964) – Európa, Budapest, 1998, ford.: *Makovecz Benjamin*
- A. KOESTLER: *Szellem a gépben* (The Ghost in the Machine, 1967) – Európa, Budapest, 2000, ford.: *Makovecz Benjamin*
- A. KOESTLER: *A dajkabéka esete/A vak véletlen gyökerei* (The Case of the Midwife Toad, 1971) – Európa, Budapest, 2002, ford.: *Makovecz Benjamin*
- D. CESARANI: *Arthur Koestler: The homeless Mind* – Vintage, London, 1998.

NEUTRON-VISSZASZÓRÁSI HATÁSKERESZTMETSZET

Király Beáta

MTA Atommagkutató Intézet

A neutron-visszaszórás hatáskeresztmetszet fogalmát *Csikai* és *Buczko* vezették be 1999-ben [1]. Ez a mikroszkopikus paraméter jól jellemzi a különböző atomok reflexiós tulajdonságait. Szoros kapcsolat mutatható ki a neutron-visszaszórás hatáskeresztmetszet és a rugalmas szóráshatáskeresztmetszete között. A fogalom megalkotását hasznossága indokolta. Előzménye az *Amaldi* és *Fermi* által 1936-ban bevezetett albedó fogalma [2], amely szintén a különböző anyagok neutron-visszaszórását jellemzi, de makroszkopikus értelemben.

A neutron-visszaszórás (reflexiós) hatáskeresztmetszetet σ_{β} -val jelöljük, utalván az indexben a β albedóra. A neutron-visszaszórás hatáskeresztmetszet a geometriától

*Csikai Gyulán*nak ajánlva 75-ik születésnapjára.

nem független mennyiség, a szóróközeg elemi összetételén kívül függ a mérés elrendezésétől is.

Az 1. ábrán az a mérési elrendezés látható, amelyet *Csikai* és *Buczko* a reflexiós hatáskeresztmetszet meghatározására alkalmaztak. A Pu-Be forrásból kilépő gyors neutronok a henger alakú hidrogénes moderátorban lassulnak. A moderátor tetején elhelyezett, szintén henger alakú mintába bejutó neutronok egy része visszaverődik a moderátor irányába. Az átlagos szóródási szög nagyobb 90°-nál. Az itt lévő BF₃-számláló detektálja a visszaszórt termikus neutronok bizonyos (a pontos geometriától és a számláló paramétereitől függő) részét. A számlálócsövet csak a minta felől szabadon hagyó Cd-borítás biztosítja azért, hogy a moderátor felől érkező neutronok ne szóltassák meg a detektort.

Helyezzünk mintát a mintatartóba, s az így mért, időegységenkénti beütésszámot jelölje I ! Ismételjük meg a mérést üres mintatartóval, az így mért mennyiség legyen I_0 ! Ekkor az $R = (I - I_0)/I_0$ háttér feletti relatív többletbeütés arányos a minta atomjai által felületegységenként kitekart felülettel:

$$R = C \frac{n \sigma_{\beta}}{S} = CNd \sigma_{\beta}, \quad (1)$$

ahol C arányossági tényező, n a minta összes atomjainak száma, σ_{β} a mintára jellemző (de a geometriától is függő) neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszet, S a minta detektor felé néző felületének nagysága, N a minta egységnyi térfogatában levő atomok száma, d a minta vastagsága. Amennyiben az (1) egyenlőségben S -et cm^2 -ben, N -et atom/cm^3 -ben, d -t cm -ben és σ_{β} -t barnban kívánjuk megadni, a C arányossági tényező értéke $C = 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{barn}$.

Az (1) egyenlőség átrendezésével a σ_{β} neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszetre a következőt kapjuk:

$$\sigma_{\beta} = \frac{RS}{Cn} = \frac{R}{CNd}. \quad (2)$$

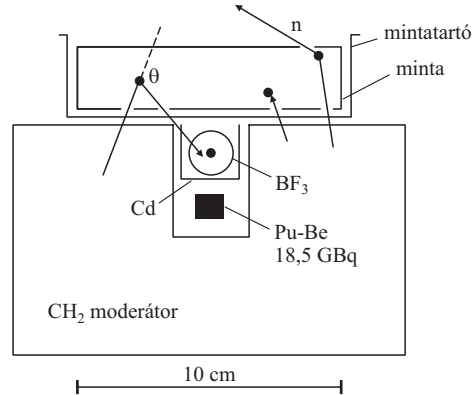
A minta d vastagságának növelésével a mért I mennyiség – és ezzel R – is növekszik, minthogy növekszik a visszaszórásban részt vevő atomok n száma. Az I mennyiséget a d mintavastagság függvényében ábrázolva egy telítésbe futó görbét kapunk. Ennek az az oka, hogy a visszaszórásban csak a minta alsó rétege vesz részt, a felsőbb rétegekbe vagy el sem jutnak a neutronok, vagy onnan visszafelé szóródva a detektor elérése előtt elnyelődnek a mintában. Emiatt ügyelni kell a minta vastagságának megválasztásánál, különösen nagy abszorpciós hatáskeresztmetszetű elemek (Cl, Co, Ag, Hg stb.), továbbá néhány fém (Zn, Fe, Cu) és vegyületeik esetében.

A tapasztalatok igazolták azt a feltevést, hogy ha a minta anyaga olyan molekulákból áll, melyeket felépítő atomoknak különböző a neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszetük, akkor a molekulára vonatkozó reflexiós hatáskeresztmetszet az egyes atomok hatáskeresztmetszetének az atomok számával súlyozott összegeként számítható. Eszerint tehát:

$$\sigma_{\beta \text{mol}} = \sum_i n_i \sigma_{\beta i} = \frac{RS}{C n_{\text{mol}}} = \frac{R}{C N_{\text{mol}} d}, \quad (3)$$

ahol $\sigma_{\beta \text{mol}}$ a molekula neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszete, n_i az i típusú atomok száma a molekulában, $\sigma_{\beta i}$ az i típusú atom visszaszórási hatáskeresztmetszete, n_{mol} a mintában levő összes molekulák száma, N_{mol} a minta egységnyi térfogatában levő molekulák száma. (A visszaszórási hatáskeresztmetszet is additív.)

Csikai és Buczkó számos mérést végeztek [1] különböző összetételű minták felhasználásával. A vizsgálatok elvégzésére közvetlenül alkalmas, tiszta elemeken (C, Fe, Al stb.) kívül a (3) egyenlőség felhasználásával gáz halmazállapotban előforduló elemek (O, H, Cl stb.) termikus neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszetét is meghatározták szerves és szervetlen vegyületekből.



1. ábra. Mérési elrendezés a neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszet vizsgálatához

Amint az ütközések mechanikájának ismeretében várható, a hidrogén reflexiós hatáskeresztmetszete messze a legnagyobb a többi elemhez képest. Ezért ennek a paraméternek a mérésén alapuló módszer jól alkalmazható minták hidrogén- és víztartalmának meghatározására. Tekintettel azonban, hogy a hidrogénre kapott $\sigma_{\beta, H}$ értékekben jelentősebb eltérések figyelhetők meg (kristályos és nem kristályos alakú vegyületeket alapul véve), a kristályos szerkezet lehetséges hatásait nem szabad figyelmen kívül hagyni.

Míg a neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszet különböző elemekre vonatkozó értékei függenek a konkrét mérési elrendezéstől, addig az egymáshoz viszonyított relatív értékek ettől függetlenek. A hidrogén kiemelkedő szerepe miatt a hidrogénre kapott $\sigma_{\beta, H}$ -hoz viszonyítjuk a különböző elemekre kapott $\sigma_{\beta, X}$ értékeket, $R_{\beta} = \sigma_{\beta, X} / \sigma_{\beta, H}$. Az ennek mintájára a rugalmas szóródás (elastic scattering) hatáskeresztmetszeteiből számított $R_{EL} = \sigma_{EL, X} / \sigma_{EL, H}$ értékek felhasználásával képezzük az R_{β} / R_{EL} hányadosokat. Ezek nagy része a mérések szerint 1-hez közel esik. Mivel

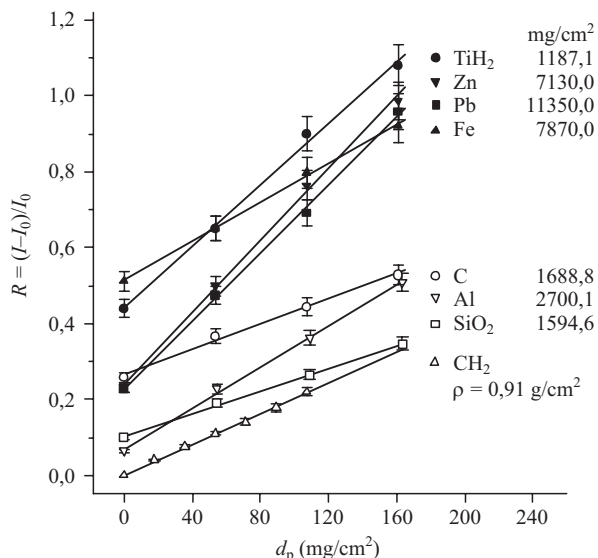
$$\frac{R_{\beta}}{R_{EL}} = \frac{\sigma_{\beta, X} / \sigma_{\beta, H}}{\sigma_{EL, X} / \sigma_{EL, H}} = \frac{\sigma_{\beta, X} / \sigma_{EL, X}}{\sigma_{\beta, H} / \sigma_{EL, H}}, \quad (4)$$

ezt is jelenti egyúttal, hogy a különböző elemek neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszete a megfelelő rugalmas szórási hatáskeresztmetszethez állandó arányú része. Ennek alapján az adatkönyvtárakból hiányzó σ_{EL} rugalmas szórási hatáskeresztmetszetek a σ_{β} neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszetek méréseiből megadhatók.

Relatív mérés, ekvivalens vastagság

Noha bebizonyosodott, hogy a BF_3 -számláló helyett alkalmazott aktivációs fóliával, egyértelműbb mérési geometriában jól lehet mérni a neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszetet, bizonyos érvek (a fólia önabszorpciója, a BF_3 -számlálólal végzett gyorsabb mérés) mellett szóltak, hogy proporcionális számláló alkalmazásával folytassuk vizsgálatainkat. A korábbiaktól eltérően azonban igyekeztünk a reflexiós hatáskeresztmetszeteket egy újabb eljárás szerint, relatív módszerrel meghatározni.

A szilárd minták közül az R többletbeütés polietilén (CH_2) esetében volt a legnagyobb. Különböző minőségű

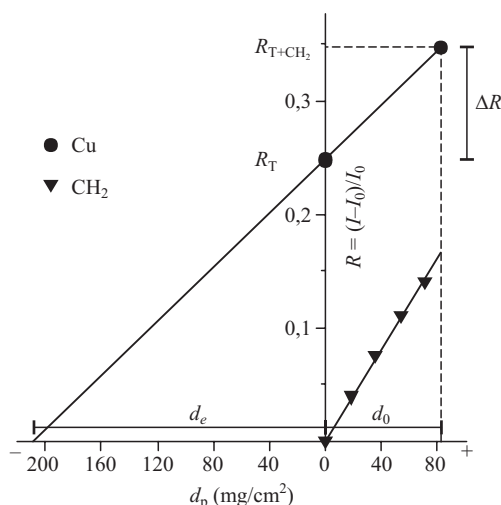


2. ábra. Különböző mintákra vonatkozó többletbeütések a polietilén vastagságának függvényében

polietilének (granulátum, nagy sűrűségű por, vékony és vastag fóliák) és paraffin méréséből a CH_2 atomcsoport neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszete a következőt kaptuk: $\sigma_{\beta, \text{CH}_2} = 37,6 \pm 1,0$ barn. Ezt az adatot, mint könnyen és jól meghatározható értéket, a további relatív mérésekhez referenciának tekintettük.

Mértük a különböző anyagú, 1 cm vastagságú mintáktól származó R többletbeütéseket úgy, hogy vékony polietilénréteget helyeztünk el a minta belsejében ($1/4d$, $1/2d$, $3/4d$ pozícióban), alatta és felette. Azt tapasztaltuk, hogy azonos polietilénvastagság esetén az R nem függ a polietilénfólia helyzetétől, ha az a minta belsejében elosztva vagy $1/2d$ pozícióban van. Amikor a polietilént a minta alatt vagy felett helyeztük el, az előzőektől kissé eltérő többletbeütést kaptunk (főleg nagyobb fóliavastagságnál). Ez azt jelenti, hogy a mintában egyenletesen elkevert nagy hidrogéntartalmú anyagot a minta közepén ($1/2d$) elhelyezett fóliával jól modellezhetjük. Megmértük az R többletbeütéseket néhány minta esetén úgy, hogy az $1/2d$ pozícióban elhelyezett polietilénfólia vastagságát változtattuk (2. ábra).

3. ábra. Az ekvivalens vastagság fogalmához



Ez a mérés több szempontból is érdekes és fontos. Módot ad egyrészt arra, hogy kalibrációs görbét vegyünk fel ismert összetételű, de ismeretlen mennyiségű hidrogént (vagy vizet) tartalmazó minta hidrogéntartalmának megállapításához. A kalibrációhoz használt alapmintával ekkor nem kell homogéneen elkeverni a hidrogéntartalmú anyagot, elég azt egy rétegben annak közepére helyezni. Másrészt a minta és polietilén együttes mérésével lehetővé válik a mintát alkotó atomok vagy molekulák neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszetének relatív meghatározása.

Módszert dolgoztunk ki, amellyel lehetővé válik a neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszet relatív mérése. Referenciának tekintettük a CH_2 atomcsoport reflexiók hatáskeresztmetszetét. A módszer alapja az a tapasztalatunk, hogy a mintában $1/2d$ pozícióban elhelyezett polietilén fóliaréteg vastagságának az R többletbeütés a vizsgált tartományban lineáris függvénye (2. ábra). Formába öntve:

$$R = s d_p + R_T, \quad (5)$$

ahol s (slope) a meredekség, d_p a polietilén vastagsága, R_T a δ vastagságú tiszta mintától (T : target) származó többletbeütés. A vastagságokat itt hosszúság dimenzióban értjük annak ellenére, hogy az ábrán nem így szerepel.

Tekintsük a 3. ábrát, melyen az R többletbeütés látható a polietilén vastagságának függvényében tiszta polietilén-, valamint rézminta közepébe helyezett polietilén esetében! A δ vastagságú tiszta minta esetén mért R_T , és a d_0 (esetünkben 80 mg/cm^2 , mely körülbelül 0,88 mm-nek felel meg) vastag polietilénnel együtt mért $R_{T+\text{CH}_2}$ többletbeütések felhasználásával számítsuk ki az egyenes meredekségét:

$$s = \frac{\Delta R}{d_0} = \frac{R_{T+\text{CH}_2} - R_T}{d_0}. \quad (6)$$

Extrapoláljuk az egyenest! Az $R = 0$ érték esetében kapott $d_e = |R_T/s|$ polietilénvastagságot nevezzük ekvivalens vastagságnak. Ezt a pozitív tengelyre mérve máris világossá válik a jelentése.

A d_e ekvivalens vastagság a polietilénfólia azon vastagsága, melynél a polietiléntől a minta jelenlétében származó többletbeütés ugyanannyi, mint az adott vastagságú tiszta mintától származó. Ez – az eltérő meredekség miatt – nem egyenlő a polietilén azon vastagságával, melyet tiszta polietilén mérésével kapnánk.

A fenti meghatározás a következőt jelenti:

$$R_{\text{CH}_2}^T(d_e) = R_T(\delta), \quad (6)$$

ahol a T felső index azt jelöli, hogy a minta jelenlétében mértük a polietiléntől származó többletbeütést. Az (1) felhasználásával az egyenlőséget így írhatjuk:

$$C N_{\text{CH}_2} d_e \sigma_{\beta, \text{CH}_2} = C N_T \delta \sigma_{\beta, T}, \quad (7)$$

ahol $C = 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{barn}$, N_{CH_2} és N_T a polietilén, illetve a minta egységnyi térfogatában levő molekulák száma, d_e az ekvivalens vastagság, δ a minta vastagsága, $\sigma_{\beta, \text{CH}_2}$ és $\sigma_{\beta, T}$ a megfelelő neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszetek.

Az Nd helyére a következőt írhatjuk:

$$Nd = \frac{m}{M} N_A \frac{1}{V} d = \frac{N_A}{M} \rho d,$$

ahol m a tömeg, M a moláris tömeg, N_A az Avogadro-szám, V a térfogat, ρ a sűrűség, ρd pedig nem más, mint a vastagság tömeg/felszín dimenzióban. Ezt a (7)-be helyettesítve kapjuk:

$$\frac{\rho_{\text{CH}_2} d_e}{M_{\text{CH}_2}} \sigma_{\beta, \text{CH}_2} = \frac{\rho_T \delta}{M_T} \sigma_{\beta, T},$$

átrendezve:

$$\sigma_{\beta, T} = \frac{\rho_{\text{CH}_2} d_e}{\rho_T \delta} \frac{M_T}{M_{\text{CH}_2}} \sigma_{\beta, \text{CH}_2}. \quad (8)$$

Ha a minta keverékanyagból áll, a moláris tömeget a következő átlagként számíthatjuk:

$$\langle M \rangle = \frac{\sum_i m_i}{\sum_i \frac{m_i}{M_i}}, \quad (9)$$

ahol m_i és M_i rendre a keveréket alkotó i típusú atomok össztömege és moláris tömege. Keverékanyag esetén a neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszet a következő módon áll elő:

$$\langle \sigma_{\beta} \rangle = \frac{\sum_i n_i \sigma_{\beta_i}}{\sum_i n_i}, \quad (10)$$

ahol n_i és σ_{β_i} rendre a keverékben levő i típusú atomok száma és reflexiós hatáskeresztmetszete.

A fenti módszer alkalmas arra, hogy az ekvivalens vastagság meghatározásával és a (8) felhasználásával az adott mintát alkotó atomok vagy molekulák neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszetét relatív módon határozzuk meg, a polietilénre vonatkozó $\sigma_{\beta, \text{CH}_2} = 37,6 \pm 1,0$ barn értéket használva referenciaként.

A reflexiós hatáskeresztmetszetek ismeretében bármely X elemre vagy vegyületre mint referenciára vonatkozó $d_{e,X}$ ekvivalens vastagság kiszámítható. Ehhez tekintsük a (8) jobb oldalán álló kifejezésben a polietilénre mint referenciára vonatkozó mennyiségeket. Helyettesítsük ezeket az X elemre vagy vegyületre mint referenciára érvényes adatokkal úgy, hogy a jobb oldal értéke ne változzék:

$$\frac{\rho_{\text{CH}_2} d_{e, \text{CH}_2}}{M_{\text{CH}_2}} \sigma_{\beta, \text{CH}_2} = \frac{\rho_X \delta_{e,X}}{M_X} \sigma_{\beta, X}.$$

Ebből átrendezéssel a következőt kapjuk:

$$\rho_X d_{e,X} = \frac{M_X}{M_{\text{CH}_2}} \frac{\sigma_{\beta, \text{CH}_2}}{\sigma_{\beta, X}} \rho_{\text{CH}_2} d_{e, \text{CH}_2}. \quad (11)$$

Ha például a δ vastagságú mintába vezet teszünk referenciaanyagként ($X = \text{H}_2\text{O}$), akkor a (11) egyenlőség adja meg a víz és a már ismert, polietilénre vonatkozó ekvivalens vastagság közötti összefüggést. Ez főként akkor lehet hasznos, ha nem akarjuk, hogy a mintánk vízzel érintkezzen, mégis szükségünk lenne elemzéshez a kalibrációs egyenes felvételére. A tiszta mintára vonatkozó többletbeütés (R_T) és a víznek mint referenciának ekvivalens vastagsága elegendő az egyenes meghatározásához.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet tartozom és 75. születésnapja alkalmával további jó egészséget kívánok *Csikai Gyula* professzornak, akinek vezetésével a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén a doktori értekezésemet készítettem 1999 és 2003 között [3]. Jelen cikkben ennek egyik témáját ismertettem röviden.

Irodalom

1. J. CSIKAI, CS.M. BUCZKÓ: *The concept of the reflection cross section of thermal neutrons* – Applied Radiation and Isotopes 50 (1999) 487–490
2. E. AMALDI, E. FERMI: *On the absorption and the diffusion of slow neutrons* – Physical Review 50 (1936) 899–928
3. KIRÁLY B.: *Kiterjedt közegek analitikai vizsgálata neutronokkal* – Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem, Természettudományi kar, Debrecen, 2003

MÁGNESES SZERKEZETEK ÉS FÁZISÁTALAKULÁSOK VIZSGÁLATA NEUTRONDIFFRAKCIÓVAL

Kádár György, MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet
Krén Emil, KFKI Számítástechnikai Rt.

Bizonyára sokan egyetértéssel fogadnák azt a kijelentést, hogy a KFKI-ban a szilárdtestfizika professzionális művelése az 1960-as években különleges lendületet kapott. A vizsgált kondenzált anyagok akkoriban elsősorban a kristályos szerkezetű szilárdtestek, azon belül is a mágneses

*Pál Lénárd*nak ajánlva 80-ik születésnapjára.

tulajdonságaik miatt érdekes anyagok voltak. A vizsgálati módszerek tekintetében kiemelt szerepet kaptak a nukleáris kísérleti módszerek, a Mössbauer-effektus, a nukleáris mágneses rezonancia és a neutronszórás, kiegészítve a klasszikusnak számító röntgendiffrakcióval és a makroszkopikus mágneses paraméterek mérésével. Fejlettebb nyugati laboratóriumokat is megjárta fiatal munkatársak a

mágneses anyagok kutatására szakosodva határozott koncepció szerint megszervezett keretben tevékenykedtek például a *Mágneses szerkezetek és fázisátalakulások* címmel jelzett programon. Erős technológiai csoport gondoskodott a vizsgálatra szánt, kívánt összetételű anyagminták készítéséről és elsődleges minősítéséről. A szakterület elméleti eredményeinek megismerését és gyarapítását kiváló elméleti fizikusok művelték. *Pál Lénárd* heti szemináriumain előadást tartani megtisztelő kötelességnek számított a szilárdtestfizikusok közé tartozni akaró ifjú kutatók számára.

Képkalkotás, szerkezetkutatás

Az anyagok atomi léptékű szerkezetének kutatása kétségkívül fontos tudományos szakterület. Bármilyen fizikai jelenségnek vagy folyamatnak a vizsgálata során felmerülő „hogyan és miért” kérdések megválaszolását célszerű úgy elkezdni, hogy előbb igyekszünk tisztázni az anyaghoz kapcsolódó „milyen, miből és hogyan épül fel, milyen a szerkezete” kérdéseket. Az anyagi közeget meg akarjuk nézni, látni akarjuk a formáját, képet akarunk róla alkotni.

A képkalkotási módszerek elvileg két, nagyjából elkülöníthető csoportba tartoznak: részecskeszerű és hullámszerű „eszközökkel” hozhatunk létre képmást egy tárgyról.

A részecskeszerű képkalkotási módszerek legkorábbi nyilvánvaló formája a *Laterna Magica*, amelyben egy tűszerű lyukon keresztül a külvilág minden irányából egy-egy határozott színű és intenzitású vékony fénysugár érkezik a pergameneryőre, azon kirajzolva a környező tárgyak fordított képét. Ugyanilyen alapelv szerint működik néhány korszerű tapogató vagy pásztázó eszköz, például az elektronmikroszkópia vagy az alagútmikroszkópia területén. Nyilvánvaló, hogy a képkalkotás felbontóképességét, az egymástól megkülönböztethető képpontok méretét a pásztázó nyaláb (tűlyuk, elektronnyaláb, tapogató tűhegy) mérete határozza meg.

A hullámszerű képkalkotás közvettebb módon történik, amit a látásunk példájával mutathatunk be. A tárgyakra egy fényforrás, például a Nap fényének kiterjedt hullámnyalábjába esik, azon a fizikai optika törvényei szerint szóródik, és a szóródással létrejött hullámtérből a szemünk lencséje hozza létre a képet és vetíti a retina síkjára. A szóráselmélet szerint a hullámok szóródása és interferenciája során a tárgyak Fourier-transzformált hullámtere jön létre, amelyből a szemlencse egy másik Fourier-transzformációval állítja elő a szemünkkel látható képet. Ugyanez megtörténik a fényképezőgépekben, mikroszkópokban, távcsövekben, a klasszikus optikai eszközökben is. A fény ugyanis alkalmas fénytörő közegből készült Fourier-transzformátor eszközzel, a lencsével irányítható, párhuzamos síkhullámból fókuszált gömbhullámmá, egy pontból induló gömbhullámból párhuzamos síkhullámmá formálható az elektromágneses sugárzás látható hullámhossztartományában. A fénytörés jelensége, a fény klasszikusan folytonos terelhetősége összefügg azzal, hogy egyetlen hullámhossznyi távolságú terjedés során a fény sok ezer atomi részecskével kerül köl-

csönhatásba, a kvantumfizikai hatások összege klasszikusan leírható jelenséget eredményez. Itt a képkalkotás felbontóképességét a hullámnyaláb hullámhossza határozza: minél közelebbi képpontokat kívánunk megkülönböztetni, annál kisebb hullámhosszú nyalábot kell alkalmaznunk.

Az anyagok atomi léptékű szerkezetének meghatározása tehát világos feladat, az atomi méreteknél és távolságoknál finomabb képi felbontóképesség eléréséhez 0,1 nanométer vagy annál kisebb méretű tapogató nyalábra, tűhegyre vagy ilyen hullámhosszú sugárnyalábra van szükség. A pásztázó szondás „részecskeszerű” felületvizsgáló eszközökben (alagútmikroszkóp, atomerő-mikroszkóp stb.) az atomi felbontás ma már szinte rutinszerűen elérhető. A kiterjedt hullámszerű elektronnyalábbal, elektromágneses „lencsével” működő korszerű transzmissziós (átvilágító) elektronmikroszkópokban is megkülönböztethetőek a különálló atomok. Ez utóbbi módszereknek közös hátránya, hogy a tapogató szonda csak a vizsgált anyagminta felületéről, a töltött elektronok pedig csak néhány atomnyi vastagságú felületi rétegről tudnak képet alkotni. Nagyobb áthatolóképességű, semleges töltésállapotú hullámnyalábokra lenne szükség.

A röntgensugárzás és a termikus neutronok hullámhossza megfelel az atomi léptékű felbontóképesség követelményének, és az anyagokban sokkal kevésbé nyelődnek el, mint az elektronok. Ez a kétféle sugárzás lehetne tehát az atomi felbontású képkalkotás legcélszerűbb eszköze. Az anyag atomi részecskéin való szóródás és interferencia útján létrehozzák az anyagi testet jellemző Fourier-transzformált hullámteret, amelyet most már „csak” vissza kell transzformálni a képmás előállítás céljából. És éppen ez itt a bökkenő. Ilyen rövid, atomi távolságnyi hullámhosszú sugárzások nem terelhetők a látható fény módjára, még nem találták fel és valósították meg a rájuk alkalmazható Fourier-transzformátor szerepét betöltő lencsét. Direkt képkalkotásra tehát nincs mód. Meg kell elégednünk azzal, hogy a hullámoknak az anyagokon való interferenciaszóródása során az anyag atomi léptékű szerkezetére vonatkozó Fourier-transzformált hullámtér keletkezik, amelyet eszközként lehet felhasználnunk a szerkezet lehető legteljesebb megismerése céljából. Ez utóbbi mondat meg is fogalmazta a diffrakációs szerkezetvizsgáló módszerek lényegét: a vizsgált anyagmintán szóródott hullámteret kell mérésrel feltérképeznünk, és abból kiszámítanunk az atomi léptékű szerkezetet. Komoly és elkerülhetetlen veszteséget jelent az a körülmény, hogy a szórt hullámtérnek csak az intenzitását tudjuk megmérni, a hullámok fázisa a mérés során elvesz, ismeretlen marad. A diffrakációs szerkezetvizsgálat tehát természeténél fogva közvetett, csak egyik irányban egyértelmű módszer: ismert szerkezet egyértelmű diffrakációs képet ad, de egy adott diffrakációs kép többféle szerkezetből is származhat. Ilyenféle tökéletlenségek ellenére a diffrakációs szerkezetvizsgálattal az elmúlt majdnem száz év során a szilárd halmazállapotú elemek, vegyületek, ötvözetek szinte teljes körének kristályszerkezetét sikerült meghatározni. A diffrakációs szerkezetkutatás nehézségeit, buktatóit és intellektuális szépségeit kitűnően szemlélteti *James D. Watson* Nobel-díjas biológus, bioké-

mikus 1968-ban megjelent *The double helix* (A kettős spirál) című könyve, amelyben leírja azt a gyönyörűséges szellemi pokoljárását, amelynek a végén 1953-ban a *Nature* folyóiratban megjelenhetett az örökléstan alapmolekulája, a DNS (deoxiribonukleinsav) szerkezetét leíró levél [1] Crick és Watson tollából.

A továbbiakban a KFKI kísérleti atomreaktora mellett folyó neutrondiffrakciós kutatásokra, az atomi léptékű mágneses szerkezet meghatározásának módszerére és néhány hazai eredményre fordítjuk a figyelmünket.

Neutrondiffrakció

A neutronnyalábok hullámszerű terjedésének és kristályos anyagokon való interferenciaszóródásának kísérleti bizonyítéka 1936 óta ismert. A neutrondiffrakció módszere az ötvenes évek elején indult fejlődésnek a nukleáris reaktorok elterjedésével egyidejűleg, mivel ezek elég nagy intenzitású neutronnyalábokat tudtak már szolgáltatni az ilyen kísérletekhez.

A neutronok a szilárd anyagokkal kétféle „szerepben” lépnek kölcsönhatásba: egyrészt mint nukleonok a magerők miatt szóródnak a kristályt felépítő atomok magjain, másrészt mint perdülettel, tehát mágneses momentummal rendelkező részecskék a mágneses dipól–dipól kölcsönhatás következtében szóródnak az atomok elektronjain. A nukleáris szórás rugalmas diffrakció esetén lényegében a röntgendiffrakcióval azonos adatokat ad a kristály atomi felépítéséről, ezért a kristályszerkezet meghatározására – speciális alkalmazási esetektől eltekintve – általában célszerűbb a jóval nagyobb hagyományú, olcsóbb és kevésbé időigényes röntgendiffrakciót alkalmazni.

A neutrondiffrakció legkézenfekvőbb alkalmazási területe éppen abból adódik, hogy a neutron az anyagok belsejében levő, helyről helyre változó *mágneses tér* érzékelésére is alkalmas. 1949-ben jelent meg az első olyan közlemény, *C.B. Shull* és *J.S. Smart* munkája, amelyben egy szilárd anyag (MnO) mágneses szerkezetét határozták meg neutrondiffrakcióval [2]. A neutrondiffrakció módszere az anyagok mágneses szerkezetének, azaz a mágneses momentumok atomi léptékű, periodikus térbeli elrendeződésének tanulmányozására azóta is a legkövetlenebb és lényegében az egyetlen módszer.

A neutronnyaláb anyagon való szóródását a kvantummechanika matematikai eszközeivel írjuk le. A neutronok hullámfüggvényének a kölcsönhatási potenciál hatására történő időbeli változását a részecskeáram fogalmának alkalmazásával térbeli függvényekre vezetjük vissza. A tényleges kísérletekben valóban a neutronok folytonos árama esik a vizsgált anyagmintára, és a szórt neutronok térbeli eloszlását figyeljük meg.

A részecskeáram kifejezésében a neutronok térkoordinátáktól függő hullámfüggvénye adott impulzusú beeső nyaláb esetén egy síkhullám, a minta valamely pontjából szóródott részecskék esetén pedig az adott pontból kiinduló gömbhullám, amelynek erősségét a kölcsönhatási potenciálból származtatott mennyiség, a *szórási amplitúdó* vagy szórási tényező határozza meg. Egy összetett anyagmintáról szóródott hullámtér az összetevő atomok-

ról szóródott hullámok szuperpozíciójával, azaz fázis szerinti összegzésével állítandó elő. Az összetett minta szórási amplitúdója tehát egyaránt tartalmazza a minta egyes atomjainak a potenciálfüggvényére és az atomok egymáshoz viszonyított helyzetére vonatkozó információit. A szórási tényező négyzetét, amely arányos a szórdott részecskeáram mért intenzitásával, differenciális *szórási hatáskeresztmetszetnek* nevezzük.

A következőkben ismertetjük azokat az alapvető összefüggéseket, amelyek a neutrondiffrakciós kísérleti módszer megértéséhez szükségesek. Bocsássunk m_0 tömegű, \mathbf{k} hullámvektorú, σ spinváltozókkal jellemzett neutronokból álló nyalábot az α általánosított paraméterrel összefoglalt kvantummechanikai állapotú kristályra! A szórási folyamatban a neutronok hullámvektora \mathbf{k}' -re, spinváltozójuk σ' -re változik, a kristály az α' állapotba kerül. A neutronok beeső hullámvektorát adottnak, a szórt hullámvektort a mérésel meghatározottnak, a neutronnyalábok spinállapotát és a kristály kvantummechanikai állapotát lényegében ismeretlennek, csak statisztikusan meghatározottnak tekintjük. A neutron és a kristály atomi részecskéi közötti kölcsönhatást a helyről helyre változó értékű $V(\mathbf{R})$ potenciál írja le.

Ha ez a kölcsönhatási potenciál elég kicsi ahhoz, hogy a neutronok E_k kinetikus energiája és a kristály E_α energiája mellett a Hamilton-operátorban perturbációként legyen kezelhető, akkor a *Born-közelítés* [3] szerint a következő képlet írja le a szórás differenciális hatáskeresztmetszetét, amely a mérhető szórt intenzitással arányos mennyiség:

$$I \propto \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} = \frac{k'}{k} \frac{m_0}{2\pi \hbar^2} \cdot \sum_{\substack{\alpha', s' \\ \alpha, s}} p_\alpha p_s |\langle k', \alpha', s' | V(\mathbf{R}) | k, \alpha, s \rangle|^2 \delta(\Delta E_k + \Delta E_\alpha), \quad (1)$$

ahol az egyes, határozott paraméterekkel jellemezhető folyamatok hatáskeresztmetszeteit átlagolnunk kell a lehetséges kezdeti állapotokra, és összegezni a lehetséges végső állapotokra nézve. A kristály és a neutronspin kezdeti és végső kvantummechanikai állapotát nem kell szükségképpen ismernünk, az átlagoláshoz elegendő az α kezdeti kristályállapot p_α valószínűségét, és az s kezdeti neutronspin-állapot p_s valószínűségét megadni. A $\delta(\Delta E_k + \Delta E_\alpha)$ Dirac-féle delta-függvény az energiamegmaradás törvényét fejezi ki:

$$\Delta E_k = \hbar^2 \frac{k'^2 - k^2}{2m_0}$$

a neutron kinetikus energiájának, ΔE_α pedig a kristály energiájának a megváltozása a szórási folyamatban. (Amennyit az egyik lead, annyit vesz fel a másik, tehát előjelük mindig ellentétes.)

Egy kristályos anyag atomi és mágneses szerkezetét akkor tekinthetjük ismertnek, ha a periodikus kristályrács egyetlen elemi cellájában ismerjük az atomok pozícióját, és ha meg tudjuk mondani, hogy azon a helyen milyen atom és annak mekkora mágneses momentum van. Egy ilyen elemi cellából felépíthetjük a kristályrács tökélete-

sen periodikus, rácshibáktól mentes és időben változatlan ideális modelljét.

A reális kristály kölcsönhatási potenciáljából átlagolással elkülöníthetjük egymástól az ideális homogén modellt és a zavaró térbeli és időbeli inhomogenitásokat:

$$V(\mathbf{R}) = \overline{V(\mathbf{R})} + \Delta V(\mathbf{R}), \quad (2)$$

$$\overline{V(\mathbf{R})} = \sum_{\alpha} p_{\alpha} \langle \alpha | V(\mathbf{R}) | \alpha \rangle. \quad (3)$$

A $\overline{V(\mathbf{R})}$ átlagpotenciált a valódi kristály tulajdonságait hordozó összes lehetséges kvantummechanikai állapotok átlagaként állítottuk elő [4]. Ez a mennyiség az $|\alpha\rangle$ kristályállapotokra nézve már nem operátor, hanem a térben és időben kiátlagolt tulajdonságú kristályra jellemző függvény, amely csak a térkoordinátáktól függ, és a kristály periodicitásának megfelelően egyenletesen periodikus. Így definíció szerint: $\overline{V(\mathbf{R})} \equiv 0$.

Diffракció alatt éppen az átlagolt ideális modelltől adódó rugalmas, koherens neutronszórást értjük, ezért a továbbiakban a hatáskeresztmetszet (1) képletében csak az átlagpotenciálból származó járulékot vizsgáljuk:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{m_0}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \sum_{s,s'} p_s \left| \langle k', s' | \overline{V(\mathbf{R})} | k, s \rangle \right|^2 \delta(\Delta E_k). \quad (4)$$

Az elhagyott $\Delta V(\mathbf{R})$ -t tartalmazó tag az átlagpotenciáltól való eltéréseket venné figyelembe, amelyek inkoherens és rugalmatlan szórással csak a diffrakciós mérés zavaró háttérsugárzását növelnék.

Megjegyezzük itt, hogy a kondenzált anyagok dinamikus elemi gerjesztéseinek tanulmányozására a rugalmatlan neutronszórás elsődű fontosságú kísérleti módszer. A reaktorokból kapható termikus neutronok 0,1 nm körüli hullámhossza és 0,025 eV körüli energiája éppen a kollektív gerjesztések (fononok, magnonok stb.) hullámhossz- és energiátartományával azonos nagyságrendbe esik, így az energia- és impulzuscsere a rugalmatlan szórás folyamatban egyazon kísérleten belül tanulmányozható. A szilárdtestek vizsgálatára alkalmas egyéb sugárzások (fény, röntgen, elektron stb.) esetén általában nincs ilyen szerencsés egybeesés a szóba jövő hullámhosszak és energiák között.

Bragg-reflexiók

A továbbiakban tehát csak a rugalmas, koherens szórás hatáskeresztmetszetére lesz szükségünk. A kristály állapotainak az előzőekben leírt általános és absztrakt jellegű tárgyalásához képest a neutronok hullámfüggvénye már sokkal konkrétabban kezelhető. A \mathbf{k} hullámvektorú nyáláb neutronjainak a hullámfüggvényében a koordinátáktól függő rész periodikus $\exp(i\mathbf{K}\mathbf{R})$ alakú síkhullám. Ezt a hatáskeresztmetszet képletébe helyettesítve kapjuk:

$$I(\Omega) \propto \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{koherens rugalmas}} = \left(\frac{m_0}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \sum_{s,s'} p_s \left| \int d\mathbf{R} \langle s' | \overline{V(\mathbf{R})} | s \rangle \exp(i\mathbf{K}\mathbf{R}) \right|^2, \quad (5)$$

ahol $\mathbf{K} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ a szórási vektor, amelyben a beeső és a szórt neutronok hullámvektorai csak irány szerint különböznek egymástól, mindkettőnek a nagysága a λ hullámhossz reciprokával arányos:

$$|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'| = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

A diffrakciós intenzitás tehát elvileg tartalmazza az ideális kristály és a neutronok $\overline{V(\mathbf{R})}$ kölcsönhatási potenciáljának Fourier-transzformált függvényét. A kristályrács ideális modellszerű periodikus szerkezete az $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ elemi rácsállandó-vektorokkal kifeszített, egymással azonos elemi cellákból épül fel, így elegendő megadni egyetlen cellában a különböző atomi pozíciót meghatározó paraméterekkel jellemzett pontokban található, egyforma atomok neutronszerzési paramétereit. Az atomok koordinátáit az adott elemi cella origójába mutató $\mathbf{T}_m = t_1\mathbf{a}_1 + t_2\mathbf{a}_2 + t_3\mathbf{a}_3$ translációs vektor és az elemi cella origójából mért $\mathbf{r}_i = x_i\mathbf{a}_1 + y_i\mathbf{a}_2 + z_i\mathbf{a}_3$ atomi pozícióvektor összegeként írjuk fel: $\mathbf{R}_{im} = \mathbf{T}_m + \mathbf{r}_i$. Ekkor az integrálás a kristály atomjaira való összegzéssel helyettesíthető:

$$\frac{m_0}{2\pi\hbar^2} \int d\mathbf{R} \overline{V(\mathbf{R})} \exp(i\mathbf{K}\mathbf{R}) = \quad (6)$$

$$\sum_{i,m} U_{im} \exp(i\mathbf{K}\mathbf{R}) = \sum_i \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r}_i) \sum_m \exp(i\mathbf{K}\mathbf{T}_m),$$

ahol $U_{im} = U_i$ a neutronnak az elemi cella atomjaival való kölcsönhatását írja le. Az m -re vonatkozó összegzés az egész kristály minden elemi celláján, az i -re vonatkozó összegzés pedig csak az egy elemi cellán belül található atomokon fut végig.

Ezzel a rugalmas, koherens szórás hatáskeresztmetszet a következőképpen alakul:

$$I(\Omega) \propto \frac{d\sigma_{\text{diff}}}{d\Omega} = \sum_{s,s'} p_s \left| \sum_i \langle s' | U_i | s \rangle \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r}_i) \sum_m \exp(i\mathbf{K}\mathbf{T}_m) \right|^2. \quad (7)$$

Vegyük észre, hogy az elemi cellákon végigfutó m szerinti összegzés csak a rács translációs szimmetriájától függ! Erről a ráctényezőnek is nevezett összegről bizonyítható, hogy az N elemi cellából álló V térfogatú kristályban a következő alakkal [5] azonosan egyenlő:

$$\sum_{m,n} \exp(i\mathbf{K}[\mathbf{T}_m - \mathbf{T}_n]) = N^2 \frac{8\pi^3}{V} \sum_{\tau} \delta(\mathbf{K} - \tau_{\text{bkl}}). \quad (8)$$

A Dirac-deltás alak azt fejezi ki, hogy a diffrakciós kísérletekben a szórt hullám intenzitása csak akkor különbözik

nullától, ha a szórási vektor egy reciprokrács-vektorral egyenlő. A kristályrács translációs szimmetriája alapján ugyanis definiálhatunk egy reciprokrácsot, amely a szilárdtestfizika más területein is fontos szerepet is játszik.

A reciprokrács és a direkt rács elemi rácsvektorai között az $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) összefüggés teremt kapcsolatot, ahol δ_{ij} a Kronecker-szimbólum (azonos indexekre 1, különböző indexekre 0). A $\boldsymbol{\tau}_{hkl} = h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2 + l\mathbf{b}_3$ reciprokrács-vektor a direkt rács pontjaira fektethető (hkl) Miller-indexű síkokat jellemzi, iránya az ilyen síkokra merőleges irány, nagysága az ilyen síkok közötti d_{hkl} távolság reciprokával arányos:

$$|\boldsymbol{\tau}_{hkl}| = \frac{2\pi}{d_{hkl}}.$$

Az elemi reciprokrács-vektorok kifejezhetőek a direkt rács elemi rácsvektorokkal:

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_1 &= \frac{2\pi}{V} \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3, \\ \mathbf{b}_2 &= \frac{2\pi}{V} \mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1, \\ \mathbf{b}_3 &= \frac{2\pi}{V} \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2. \end{aligned} \quad (9)$$

A (8) egyenletből következő $\mathbf{K} = \boldsymbol{\tau}_{hkl}$ feltétel nagyon fontos megkötést jelent a szórt neutronnalábok szórási vektoraira nézve, és általánosabb jelentősége van a diffrakciós módszer gyakorlati megvalósítása szempontjából. Ez ugyanis a vektoriális formában kifejezett Bragg-feltétel. Az irány szerinti egyenlőség megköveteli, hogy a szórást olyan legyen, mintha a kristály (hkl) Miller-indexű síkja tükör módjára visszaverné a neutronnalábot. Ezért nevezzük a Dirac-delta-szerűen éles diffrakciós csúcsokat reflexióknak. A nagyság szerinti egyenlőség pedig a jól ismert Bragg-egyenletre vezet. Ugyanis:

$$|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \sin\theta_{hkl} = \frac{2\pi}{d_{hkl}}, \quad (10)$$

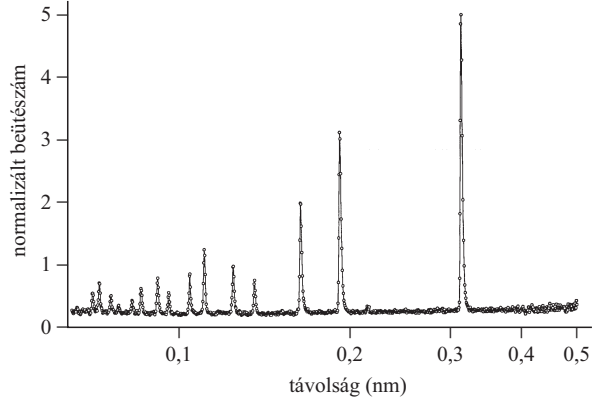
azaz

$$2d_{hkl} \sin\theta_{hkl} = \lambda.$$

Itt θ_{hkl} a beeső (és egyben a reflektált) nyalábnak a tükrözési feltételt kielégítő (hkl) Miller-indexű síkkal bezárt szöge. Ennek megfelelően a beeső és a visszavert nyaláb közötti szög $2\theta_{hkl}$.

Visszatérve a szórási hatáskeresztmetszet (7) kifejezéséhez, most már a különálló (hkl) Miller-indexű reflexiók intenzitásait is kifejezhetjük:

$$\begin{aligned} I_{hkl} &\propto N^2 \frac{8\pi^3}{V} |F(hkl)|^2 = \\ &N^2 \frac{8\pi^3}{V} \sum_{s,s'} p_s \left| \sum_i \langle s' | U_i | s \rangle \exp(i\boldsymbol{\tau}_{hkl} \cdot \mathbf{r}_i) \right|^2 = \\ &N^2 \frac{8\pi^3}{V} \sum_{s,s'} p_s \left| \sum_i \langle s' | U_i | s \rangle \exp(2\pi i(hx_i + ky_i + lz_i)) \right|^2. \end{aligned} \quad (11)$$



1. ábra. Polikristályos szilícium neutrondiffrakciós diagramja (W. Kockelmann, Rotax, ISIS, 1999)

A (hkl) Miller-indexű reflexiót tehát meghatározza a Bragg-feltétel és az itt szereplő $F(hkl)$ komplex szerkezeti tényező.

Nukleáris és mágneses szórás

A szórási hatáskeresztmetszet kifejezésében tisztázásra vár még az U_i potenciál jelentése. A neutron és az egyetlen pontba koncentrált, pontszerűnek tekintett mágneses atom U_i kölcsönhatási potenciáljának a kifejezését, a mágneses atom *neutronszórási tényezőjét* Halpern és Johnson számították ki [6] 1939-ben:

$$U_i = b_i - p_i \mathbf{S}_{\perp i} \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (12)$$

Itt b_i az i -edik atom nukleáris szórási tényezője, a szórási szögtől független, izotróp mennyiség, mivel az atommag az atom méretéhez képest valóban pontszerűnek tekinthető, és a pont Fourier-transzformálja minden irányból nézve azonos. Értéke az atommag tulajdonságaitól függ, a különböző fajta izotópok esetére b_i kézikönyvekben, táblázatba foglalva megtalálható.

Az i -edik atom mágneses szórási tényezőjében p_i az atom Bohr-magneton egységeiben mért μ mágneses momentumával arányos mennyiség: $p_i = 0,27 \mu_i f_i(\mathbf{K})$, ahol $f_i(hkl)$ a mágneses szórást résztevő elektronok $\rho_m(\mathbf{R})$ térbeli sűrűségfüggvényének Fourier-transzformáltja, a *mágneses alaktényező* (form faktor):

$$f(\mathbf{K}) = f(hkl) \sim \int d\mathbf{R} \rho_m(\mathbf{R}) \exp(i\mathbf{K}\mathbf{R}). \quad (13)$$

A mágneses alaktényező a röntgenszórási amplitúdóhoz hasonlóan az elektronok sűrűségfüggvényének térbeli kiterjedtsége miatt a szórási szög növekedésével erősen csökken. A legtöbb anyagban

$$\frac{|\mathbf{K}|}{4\pi} = \frac{\sin\theta}{\lambda} \geq 0,5$$

szórási szögeknél a mágneses neutronszórás intenzitása a nukleáris intenzitás néhány százalékára lecsökken. A különböző fajta atomok és ionok esetére a mágneses alaktényező mért és/vagy kiszámított függvényei az irodalomban, kézikönyvekben, cikkekben megtalálhatóak.

A neutronszórás tényező (12) képletében szereplő vektort: $\mathbf{S}_{\perp i} = \mathbf{S}_i - (\mathbf{S}_i \mathbf{K}) \mathbf{K}$ mágneses szórás vektoroknak nevezzük, és azt fejezi ki, hogy az \mathbf{S}_i egységvektor irányába mutató atomi mágneses momentumnak csak a $\mathbf{K}_i = \boldsymbol{\tau}_{bki}$ szórás vektorra merőleges komponense vesz részt a szórás folyamatban. Ugyanabban a (12) képletben $\boldsymbol{\sigma}$ a neutronok állapotfüggvényeire ható spinoperátor.

Végül a kölcsönhatási potenciálból kapott (12) szórás tényező kifejezését a (10) képletbe helyettesítve kapjuk a neutrodiffrakciós szerkezeti tényezőre:

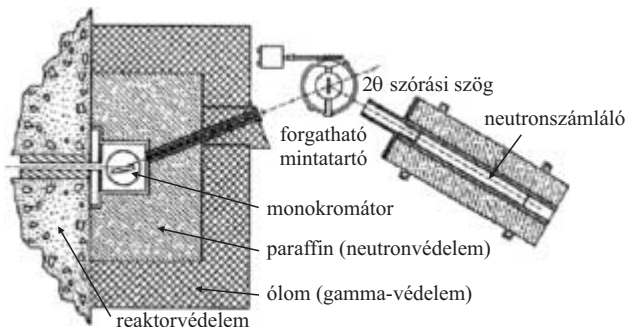
$$|F(hkl)|^2 = \sum_{s,s'} p_s \left| \sum_i \langle s' | b_i - p_i \mathbf{S}_{\perp i} \boldsymbol{\sigma} | s \rangle \exp(2\pi i (bx_i + ky_i + lz_i)) \right|^2 \quad (14)$$

Ez a szerkezeti tényező függ a beeső és a szóródott neutronok spinjétől is. A szórás amplitúdó egyes $\langle s' | U | s \rangle$ mátrixelemeit a spinállapotok és a Pauli-féle spinmátrixok ismert konkrét alakjának a felhasználásával számíthatjuk ki. A részletes számítás során a polarizált neutronokkal végzett szórás kísérletek rendkívül érdekes lehetőségeit is tárgyalhatnánk, itt azonban csak a polarizálatlan neutrodiffrakcióra kívánunk szorítkozni, amikor a beeső nyaláb $\frac{1}{2}$ spinű neutronjainak kétféle spinállapota egyenlő valószínűséggel fordul elő: $p_+ = p_- = 1/2$. Ekkor a szerkezeti tényező két, egymástól független tagra, egy nukleáris és egy mágneses szerkezeti tényezőre esik szét, a lehetséges kereszt tagok kioltják egymást:

$$I(hkl) \propto |F(hkl)|^2 = |F_n(hkl)|^2 + |F_m(hkl)|^2 = \left| \sum_i b_i \exp(2\pi i (bx_i + ky_i + lz_i)) \right|^2 + \left| \sum_i p_i \mathbf{S}_{\perp i} \exp(2\pi i (bx_i + ky_i + lz_i)) \right|^2 \quad (15)$$

A neutrodiffrakcióra is érvényes vektoriális Bragg-egyenlet a röntgendiffrakciónál megszokott kísérleti technikai következményeket vonja maga után (Laue-, forgókristályos, Debye-Scherrer mérési elrendezések, Ewald-konstrukció stb.). A kristályra eső neutronnyaláb rugalmas, koherens szóródása csak olyan irányokban lesz nullától különböző, amelyek kielégítik a reciprokrács, azaz közvetve a direkt kristályrács szimmetriatulajdonságaira jellemző Bragg-feltételt. Ilyen irányokban a térszög

2. ábra. Az első Oak Ridge-i neutrodiffraktométer sematikus rajza [7]



szert (elvileg) végtelenül keskeny reflexiós csúcsokat találunk, amelyeknek integrális intenzitása a szerkezeti tényezőtől függ. A matematika fogalmaival kifejezve a háromdimenziós, tökéletesen periodikus potenciálfüggvény Fourier-transzformálása diszkrét együtthatójú Fourier-sorhoz, a diszkrét (hkl) indexű reflexiók összegéhez vezetett.

Gyakorlatilag a valódi kristály rugalmatlan és inkoherens szórása növeli a mérést zavaró háttér intenzitást, továbbá a kristály véges mérete, a tökéletlen kísérleti elrendezés, a széttartó nyaláb, a véges detektálási térszög stb. miatt a reflexiós csúcsook is kiszélesednek. Ezekkel a korlátozásokkal azonban egy elképzelt ideális mérési elrendezésben a szórás vektorok teljes térszögtartományában meg kell mérnünk a reflexiós csúcsook intenzitását, vagyis a szerkezeti tényezők négyzetét, és a szerkezeti tényezőkből legalábbis elvileg Fourier-transzformációval előállíthatjuk a kristályrács neutronszórás (nukleáris és mágneses) potenciálfüggvényét.

Kísérleti körülmények

A neutronszórás kísérletekhez szükséges neutronfluxust gyakorlatilag csak nukleáris reaktorokból tudunk nyerni. A szilárd anyagok kristályos és mágneses szerkezetének kutatása céljából az első neutronspektrométer, vagy inkább neutrodiffraktométer, 1945-ben építették az Egyesült Államokban, az Argonne National Laboratory reaktoránál. Magyarországon a Központi Fizikai Kutató Intézet kísérleti reaktora mellett 1962 óta működik neutrodiffraktométer (sematikus rajz a 2. ábrán látható).

A reaktorokból nyerhető termikus neutronok fluxusa (a másodpercenként egységnyi felületen áthaladó részecskék száma) a reaktor teljesítményétől függően 10^{12} – 10^{15} n/s/cm² között változik. A 10^{15} n/s/cm² nagyságrendű felső határ a röntgensugárforrásokkal összehasonlítva még mindig nagyon kicsiny, ezért a neutronszórás kísérleteket mindig gondosan optimalizálni kell az adott fluxus mellett a legjobb felbontóképesség elérése céljából.

A diffrakciós kísérletekhez szükséges monokromatikus, éles energiaeloszlású nyalábot a folytonos energiaspektrumból monokromátor egykristállyal állíthatjuk elő. A kiválasztott hullámhossz általában körülbelül 0,1 nm, a Maxwell-féle sebességeloszlás termikus csúcsa.

Nyilvánvaló, hogy a monokromatizálás egy „válogatási” folyamat, amelyben a nem megfelelő energiájú neutronoktól meg kell szabadulnunk, nagyon jelentősen csökkentve ezzel a nyaláb fluxusát. A monokromátor egykristály-tulajdonságainak megválasztásával lehet elérni a nyaláb felbontóképessége és intenzitása közötti kompromiszumos optimumot.

A vizsgált anyagminta atomi léptékű kristálytani vagy mágneses szerkezete külső környezeti paraméterek függvénye. A különböző szerkezetű fázisok tulajdonságainak és a fázisok közötti átalakulásoknak a tanulmányozása céljából a paraméterek jól kézben tartott, folyamatos változtatására alkalmas berendezésekre, alacsony hőmérsékletű kriosztátokra, magas hőmérsékletű kályhára, mágnesre, nyomáskamrára stb. van szükség. Az ilyen

berendezések szerkezeti anyagainak kiválasztásakor a neutronszerkezet tulajdonságok (abszorpció, koherens és inkoherens szórás) is jelentős szerepet kapnak, a nyaláb útjába eső alkatrészeket általában alumíniumból vagy vanádiumból készítik.

A szóródott neutronok intenzitásának szögeloszlását, azaz a differenciális szórás hatáskeresztmetszetet a minta körül igen finom szögléptékkel forgatható neutronszámláló detektorral mérjük meg. A mérések hatékonyságát fokozza a pozícióérzékeny vonaldetektorok vagy kétdimenziós mátrixdetektorok alkalmazása.

A neutroddiffrakciós szerkezetvizsgálat legfontosabb elvi és gyakorlati előnyei a következőkben foglalhatók össze.

– A nukleáris szórás tényező az atomsúlynak nem monoton függvénye, ellentétben a röntgenszerkezet tényezővel. Így neutronokkal a kis rendszámú elemek szórása is jól mérhető a nagyobb rendszámú atomok mellett, például a *hidrogén* és a *deutérium* szerkezeti paraméterei is meghatározhatóak szerves anyagokban. Ugyanígy a periódusos rendszer *szomszédos elemei*, sőt azonos elem különböző *izotópjai* is lényegesen eltérő neutronszerkezet tényezőjűek lehetnek. Egyes elemek (pl. Ti, Mn stb.) nukleáris szórás tényezője (*b*) éppenséggel negatív. Egy rendezett kristály diffrakciós képében az átlagos összetételre jellemző alapreflexiókban az atomi összetevők szórás tényezőinek súlyozott összege, a kristálytani rendezettségre jellemző szuperreflexiókban pedig a szórás tényezők közötti különbségek jelennek meg. Ezért neutroddiffrakcióval a rendezett állapotnak és a rendeződés folyamatának vizsgálatára közeli rendszámú összetevőkből álló anyagi rendszerekben is lehetőség nyílik. Ennek érdekes példája az intermetallikus mangánötvözetek rendeződésének vizsgálata, ahol a rendezettségre jellemző szuperreflexiók intenzitása nagyobb lehet, mint az alapreflexióké.

– A rendezett mágneses anyagok atomi léptékű periodikus *mágneses szerkezetének* meghatározására és a kompenzálatlan mágneses momentumú elektronok sűrűségeloszlásának tanulmányozására a neutroddiffrakció egyedülálló, mással nem helyettesíthető vizsgálati módszer.

Mágneses szerkezetek vizsgálata

A neutroddiffrakció a mágneses szerkezetek meghatározásának közvetlen módszere. Rendezett mágneses szerkezetekben az atomi mágneses momentumok irány és nagyság szerint a térben periodikus elrendezésben helyezkednek el, vagyis a kristályon belül kialakul egy „mágneses kristály”, amelynek elemi cellája nem szükségképpen azonos a kristályszerkezet elemi cellájával. A mágnesesen rendezett fázis csak egy kritikus hőmérséklet alatt marad fenn, fölötte a „mágneses kristály megolvad”, a magas hőmérsékletű paramágneses fázisban a mágneses momentumok időbeli átlaga minden kristálytani atomi pozícióban nulla.

Az átmeneti fémek részben betöltött belső elektronhéjú atomjainak természetes sajátja a rendeződő mágneses momentum. Ilyen átmeneti fémek a vas (3d), a Pd

(4d) és a Pt (5d) csoportba, a ritkaföldfémek (4f) csoportjába és az aktinidák (5f) csoportjába tartozó elemek. A 3d átmeneti fémek, azok vegyületei és ötvözetei az anyagok mágneses tulajdonságainak a kutatásában mind a tudományos érdekesség, mind a műszaki alkalmazhatóság szempontjából kezdettől fogva igen jó modellanyagoknak bizonyultak. A szilárd anyagok rendezett mágneses szerkezeteinek változatokban gazdag világát éppen a neutronszerkezet kísérletek segítettek felderíteni.

Az ismert mágneses szerkezetek jelentős hányadát a három legegyszerűbb kollineáris (azonos vektoreggyenesel jellemzett) szerkezeti típus, a ferromágneses, az anti-ferromágneses és a ferrimágneses szerkezetek valamelyikébe tudjuk besorolni.

A diffrakciós módszerek ismert hátránya a mért szerkezeti tényezőknek – a szóró potenciál Fourier-komponenseinek – a fázis szerinti bizonytalansága. A mágneses szerkezetek neutroddiffrakciós meghatározása során további információvesztést jelent az, hogy a mágneses momentumoknak csak a szórás vektorra merőleges komponense vesz részt a szórásban.

Így a mágneses szerkezetek meghatározása is általában, próba-hiba (*trial and error*) módszerrel történik. Az előzetes röntgendiffrakciós, klasszikus mágneszettség, szuszceptibilitás, anizotrópia, Mössbauer-effektus és egyéb mérésekből általában az anyag kristályszerkezetét, makroszkopikus mágneses tulajdonságait, mágneses szimmetriáit és orientációját ismertnek vehetjük. A neutroddiffrakciós kép alapvető tulajdonságaiból meríthető néhány (pl. a mágneses elemi cella méreteire vonatkozó) útmutatás alapján mágneses szerkezeti modelleket konstruálunk, azaz a mágneses elemi cella atomjaihoz meghatározott irányú és nagyságú mágneses momentumokat rendelünk. Minden modellhez kiszámítjuk a szerkezeti tényezőket, és megvizsgáljuk, hogy melyik modell számított szerkezeti tényezői képesek számot adni a mért neutroddiffrakciós kép intenzitásvizonyairól. Ez a módszer természetesen mindig tartalmazza a többértelműség elvi lehetőségét, de nem túlságosan bonyolult, mágneses elemi cellájú anyagokban általában a lehetséges, egymástól minőségileg különböző modellek teljes családja áttekinthető.

A modellek megkonstruálásához a módszeres intuíció mellett fontos segítséget nyújthat a mágneses tércsoportok számbavétele és a kristálytani tércsoportok irreducibilis ábrázolásainak ismerete.

A lehetséges mágneses szerkezetek kiválasztásának egyik gyakorlatilag használható, algoritmizált matematikai módszere a másodrendű fázisátalakulások Landau-féle elméletén alapul. Ennek lényege, hogy a kritikus pontban másodrendű fázisátalakulással kialakuló mágneses szerkezet szimmetriacsoportja a paramágneses fázis szimmetriacsoportjának az alcsoportja lesz. A lehetséges mágneses szimmetriacsoport kiválasztása céljából a rendszer termodinamikai potenciálját a kristálytani tércsoport irreducibilis ábrázolásainak bázisfüggvényei szerint sorbafejtjük, és a sorfejtési együtthatókat a Landau-elmélet szerint kirótt feltételek a megfelelő alcsoport kiválasztására vezetnek. A fázisátalakulás másodrendű jellegének kikötésével az adott kristálytani tércsoport lehetséges mágneses szerkezetei közül egy leszűkített osztályt kapunk meg, viszont a

csoportműveletek alkalmazásával a mágneses szerkezet finom részleteiről is kaphatunk információt. Ennek az elméleti módszernek az első sikere az $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ vegyület gyenge ferromágnesességének értelmezése volt.

A neutrondiffrakcióval meghatározott mágneses szerkezetek leírása összefoglaló gyűjteményekben megtalálható. Oles és munkatársai 1976-ban az addig általuk ismert összes irodalmi adatot könyv formájában adták ki [8]. Egy másik kiadvány folyamatos megjelenésű, a Nemzetközi Krisztallográfiai Unió (IUCr) Neutrondiffrakciós Bizottsága 1972 óta gyűjti és az előfizetőknek továbbítja az új neutrondiffrakciós eredményeket befűzhető dossziélapok formájában [9].

Néhány hazai eredmény

1966 és 1973 között néhány érdekes eredmény született a KFKI kísérleti atomreaktora mellett működő neutrondiffraktométeren a vegyületszerű összetétellel rendeződő intermetallikus mangánötvözetek (Mn_3Pt , MnPt , $\text{Mn}_3(\text{Rh},\text{Pt})$, MnPd_3 , MnPd_2 , Mn_3Pd_5 , MnPd , Mn-Ge és Mn-Ga) antiferromágneses szerkezeteinek tanulmányozása közben.

Talán a legfontosabb lelemény egy antiferromágneses–antiferromágneses elsőrendű fázisátalakulás felfedezése, részletes vizsgálata és elméleti értelmezési kísérlete volt az Mn–Pt ötvözetrendszer Mn_3Pt összetételű intermetallikus fázisa környezetében. Egy diplomamunka tárgya volt az ismert Cu_3Au kristályszerkezeti típusú Mn_3Rh ötvözet háromszöges mágneses szerkezetének és a mágneses fázis „megolvadását” jelentő kritikus Néel-hőmérsékletének a tanulmányozása a $\text{Mn}_3(\text{Rh},\text{Pt})$ háromalkotós ötvözetrendszerben. Egy napon az Mn_3Pt összetételű mintában folyékony nitrogén hőmérsékletéről (77 K) fel-fűtve mértük a kristálytani elemi cellával azonos mágneses elemi cellájú háromszöges antiferromágneses fázis jellemző mágneses reflexióját a Néel-pont meghatározása céljából. Estefelé a mágneses járulék szobahőmérséklet alatt nullára csökkent, így megnyugodva abban, hogy a Néel-pontot megmértük, az éjszaka folyamán programozott méréssel fel akartuk venni a nukleáris diffrakciós diagrammot a vélt szobahőmérsékletű paramágneses fázisban az újonnan automatizált diffraktométer-elektronika segítségével. Reggel csodálkozva láttuk, hogy a nukleáris reflexiókon kívül új reflexiók jelentek meg feles Miller-indexű pozíciókban, ami nyilvánvalóan kettőzött elemi cellájú, új mágneses szerkezet megjelenését jelezte. Ennek az antiferromágneses–antiferromágneses elsőrendű fázisátalakulásnak a létezését korábban a szakirodalomban nem ismerték. Ezzel indult az a kutatási program, amelynek az eredményeit elég jó impakttal sikerült több lépésben közölni [10, 11].

A másik értékelhető eredmény az Mn–Pd ötvözetrendszerben két új, korábban nem ismert intermetallikus fázis kristálytani és mágneses szerkezeteinek a meghatározása [12–14]. Az MnPd_2 és az Mn_3Pd_5 fázisok rendezett kristályszerkezetét, az atomi pozícióparamétereket éppen a mangánatom negatív neutronszerzési amplitúdója következtében sikerült a szuperreflexiókból elfogadható pontossággal kiszámítani.

Mindkét fentebb említett ötvözetrendszerben és a Mn–Ni rendszerben is az 50–50% összetétel környezetében tetragonális CuAu-I típusú kristályszerkezetű MnPt , MnPd és MnNi intermetallikus fázisokat találtunk, azonos antiferromágneses szerkezettel, amelyeknek a részletes vizsgálata [15] az Intézet kutatói közösségében a rendelkezésre álló eszközökkel Pál Lénárd aktív részvételével történt. Sokáig azt gondolhattuk, hogy ezek a drága nemesfémekkel ötvözött, mereven törekeny, nulla mágneszettségű „good for nothing” anyagok csak az alap kutatás szempontjából voltak fontosak. A Winchester típusú mágneses lemeztárolókban az utóbbi évtizedben az óriási mágneses ellenállás-változás jelenségén alapuló kiolvasó fejeket alkalmaznak. Ezekben az úgynevezett spinszelepekben az egyik ferromágneses réteg mágneszettségének irányát egy antiferromágneses mangánötvözetű vékonyréteggel célszerű az alkalmazott külső tértől függetlenül rögzíteni. Meglepetéssel tapasztalhattuk, hogy az itt felsorolt kutatási eredmények, amelyek több mint 30 évvel ezelőtt annyi intellektuális örömet okoztak, gyakorlati alkalmazást is nyertek, és ismét a tudományos közvélemény érdeklődésére számíthatnak.

Irodalom

1. J.D. WATSON, F.M. CRICK – Nature 177(1953) 964
2. C.B. SHULL, S. SMART – Phys. Rev. 76(1949) 1256
3. L.D. LANDAU, E.M. LIFSHIC: *Kvantummechanika* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1978.
4. L.W. MARSCHALL, S.W. LOVESEY: *Theory of Thermal Neutron Scattering* – Clarendon Press, Oxford, 1971.
5. CH. KITTEL: *Quantum Theory of Solids* – Wiley, London, 1963.
6. O. HALPERN, M.H. JOHNSON – Phys. Rev. 55(1939) 878
7. E.O. WOLLAN, C.G. SHULL – Phys. Rev. 73(1948) 830
8. A. OLES, KAJZAR, M. F.-KUCAB, W. SIKORA: *Magnetic Structures Determined by Neutron Diffraction* – Polska Akademia Nauk, Warszawa/Kraków, 1976.
9. *Magnetic Structure Data Sheets* (szerk. D.E. COX) – Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1972-től folyamatosan
10. E. KRÉN, G. KÁDÁR, L. PÁL, J. SÓLYOM, P. SZABÓ – Physics Letters 20(1966) 331
11. E. KRÉN, G. KÁDÁR, L. PÁL, J. SÓLYOM, P. SZABÓ, T. TARNÓCZI – Phys. Rev. 171(1969) 574 (94 hivatkozás a két cikkre, 2005-ben is)
12. G. KÁDÁR, E. KRÉN, M. MÁRTON – Journal of Physics and Chemistry of Solids 33(1972) 212
13. G. KÁDÁR, E. KRÉN – Solid State Communications 11(1972) 933
14. G. KÁDÁR, E. KRÉN, L. PÁL – AIP Conference Proceedings 18(1974) 421
15. L. PÁL, E. KRÉN, G. KÁDÁR, P. SZABÓ, T. TARNÓCZI J. Appl. Physics 39(1968) 538 (53 hivatkozás, 2005-ben is)

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-postacím: 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 egyszámlán.

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

HU ISSN 0015-3257

A SZIVÁRVÁNY FIZIKÁJA – III.

Az esőcseppek fényszórási jelenségei

Cserti József
Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Az egzakt leírás

Mie-elmélet

Az Airy-elmélet egyik dimenziótlan paramétere a kR mennyiség, ahol $k = 2\pi/\lambda$ a fény hullámszáma. Az elmélet kielégítően magyarázza a szivárvány legfontosabb jellemzőit, ha $kR \geq 5000$. Látni fogjuk, hogy az Airy-elmélet eredményei ennél kisebb értékekre már eltérnek az egzakt számításoktól, azaz ha a vízcseppek mérete kisebb 0,1 mm-nél. Rögtön felmerül a kérdés, mit tekintünk egzakt megoldásnak? Meglepő módon, Airy 1838-as eredményeit követően, fél évszázadot kellett várni a válaszra. James Clerk Maxwell 1862-ben megjelent *On the Physical Lines of Force* című cikkében szerepelnek először a Maxwell-egyenletek. Ezen egyenletek alapján tetszőleges méretű és törésmutatójú gömb alakú anyag fényszórására elsőként 1890-ben Ludvig V. Lorenz [26], majd jóval később, tőle függetlenül, 1908-ban Gustav Mie [27] és egy évvel később henger alakú szóró testekre Peter J.W. Debye [28] vezetett le analitikus megoldást. Az irodalomban leggyakrabban – Lorenz és Debye nevét méltatlanul nem említve – az egzakt elméletet egyszerűen Mie-elméletnek nevezik.

A fizika számos területén felmerülő szórási problémának a matematikai részletei meglehetősen bonyolultak, ezért itt azokat nem ismertetjük. A Mie-elmélet matematikai részletei számos helyen megtalálhatók, mint például Born és Wolf könyvében [29], de egy tömör és jól követhető levezetés található Weiner és társai cikkében [30] is. A Mie-elmélet alapjairól magyar nyelvű összefoglalót László István tanulmányában [31], illetve a Mészáros Ernő által szerkesztett könyvben [32] találhat az olvasó. Az elmélet alap gondolata a következő: a forrásmentes esetben érvényes Maxwell-egyenleteket kielégítő \mathbf{E} elektromos és \mathbf{B} mágneses tereket kifejezhetjük egy Ψ skalárfüggvénnyel, amely teljesíti az alábbi Helmholtz-egyenletet:

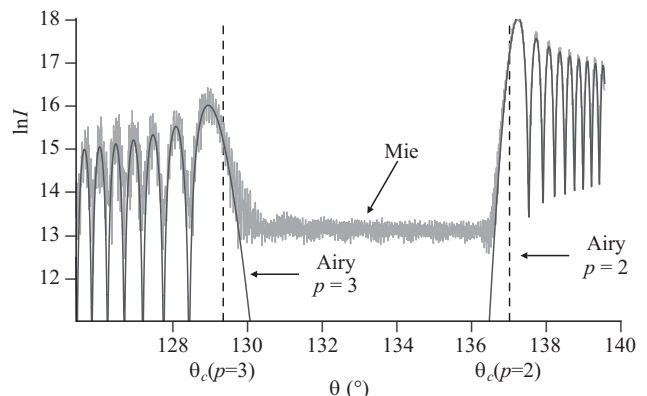
$$\nabla^2 \Psi + n^2 k^2 \Psi = 0. \quad (28)$$

A bejövő elektromágneses síkhullámot, a vízcsepp által szórt és a vízcseppben belüli elektromágneses tereket a problémához jobban illeszkedő gömbhullámok szerint sorfejtve, a sorfejtési együtthatókat a vízcsepp határfelületén érvényes peremfeltételekből határozhatjuk meg. A gömbhullámok szerinti sorfejtésről bővebben például Jackson könyvében [33] találhat az olvasó. Ismerve a sorfejtési együtthatókat (Mie-együtthatók), a tér bármely pontjában felírhatjuk az elektromos és a mágneses teret. Az eredmény egy végtelen sor összegeként áll elő. Ezt a megoldást tekintjük az egzakt megoldásnak. Az elektromágneses tér ismeretében kiszámíthatjuk az energiaáram-

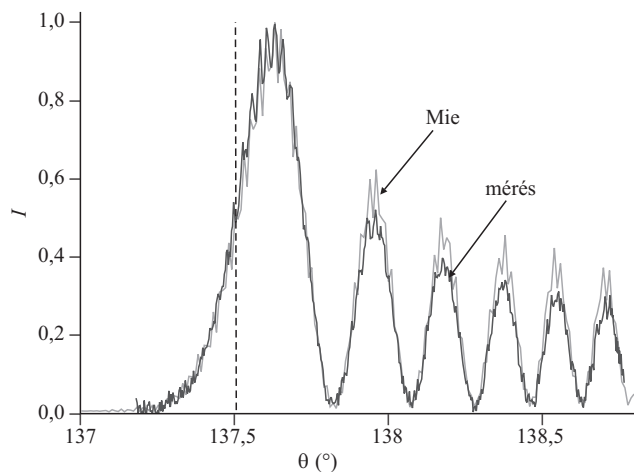
lásra jellemző Poynting-vektort, ebből pedig a szórt fény intenzitásának szögfüggését, illetve a differenciális szórási hatáskeresztmetszetet, ami különbözik az I. rész *A klasszikus szórási hatáskeresztmetszet* című alfejezetében ismertetett klasszikus differenciális szórási hatáskeresztmetszettől.

Annak ellenére, hogy a megoldás elvileg egzakt, numerikus szempontból csak az utóbbi évtizedekben, a számítógépes lehetőségek javulásával sikerült kezelni a problémát. Ennek fő oka, hogy a terek kiszámításához tipikusan kR számú, igen bonyolult tagot tartalmazó sort kell összegezni, amely ráadásul nagyon lassan konvergál. Ezért a nagyméretű vízcseppek numerikus vizsgálata gyakorlatilag lehetetlen volt hatékony számítógépek nélkül. Nem csoda, hogy a Mie-elmélet korábban nem kapott kellő figyelmet, illetve csak közelítő megoldások alkalmazására szolgált alapul. Ezeket a közelítő megoldásokat lényegében a Mie-elméletből nyert sor átrendezésével kaphatjuk. A szivárvány jelenségének jobb megértésében a közelítő módszerek és eredmények komoly szerepet játszottak és játszanak ma is. A számítógépek sokat segítettek, sőt talán nem merész az az állítás, hogy ezzel együtt az analitikus vizsgálatok egyre jobban háttérbe szorulnak. Nehéz megtalálni a bölcs középutat a két kutatási irányvonal között, hiszen sok esetben a számítógépes eredmények inspirálják a másik vonalon történő kutatásokat. A szivárványnak a Mie-elmélet alapján történő numerikus vizsgálatában számos próbálkozás történt a számítógépek megjelenése óta, melyek közül az egyik legfontosabb Wang és van de Hulst munkája [34]. Az ötletes numerikus módszerek alkalmazásával sikerült megbízhatóan pontos eredményeket kapniuk viszonylag kis gépidő mellett akár $kR = 50000$ értéknél is. Így megnyílt az út a hatékony nu-

18. ábra. Az egzakt Mie- és az Airy-elmélet összehasonlítása főszivárvány ($p = 2$) és mellékszivárvány ($p = 3$) esetén. A számítás polarizálatlan, vörös színű fényre ($\lambda = 650$ nm, $n = 1,33$) és $R = 1$ mm-re vonatkozik ($kR = 9666,5$). A két függőleges vonal a (8) képletből számolt $\theta_c(p=2) = 137,5^\circ$ és $\theta_c(p=3) = 129,9^\circ$ szórési szögeknek felelnek meg a kétféle szivárványra. A jobb áttekinthetőség érdekében az intenzitások logaritmusát ábrázoltuk. Az intenzitást a 15. ábra feliratában adott egységekben számoltuk.



Az egyenletek, ábrák, táblázatok és irodalom számozása a többi részeken lévőkre való egyértelmű hivatkozás érdekében folyamatos.

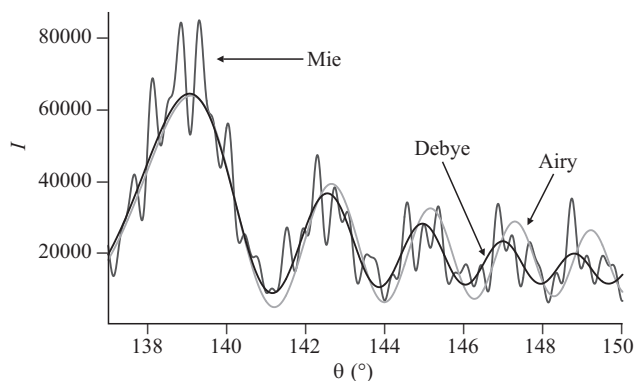


19. ábra. A mérési eredmény és az egzakt Mie-elmélet összehasonlítása főszivárvány ($p = 2$) esetén. A számítás és a mérés polarizálatlan, vörös színű fényre ($\lambda = 650 \text{ nm}$, $n = 1,33$) és $R = 1,82 \text{ mm}$ -re vonatkozik ($kR = 17593$). A függőleges vonal a (8) képletből számolt $\theta_c(p=2) = 137,5^\circ$ szórási szögnek felel meg. A mért és a számolt intenzitást az első csúcs intenzitásának egységében adtuk meg.

merikus vizsgálatok előtt, és azóta többféle programot is kifejlesztettek. Ma már egyszerű személyi számítógéppel is percek alatt kaphatunk eredményeket még $kR > 50000$ esetén is. Egy ilyen programot már korábban használtunk [25] a 15. ábra kapcsán.

A 18. ábrán összehasonlítottuk az egzakt Mie- és az Airy-elmélet alapján kapott intenzitás szögfüggését fő- és mellékszivárványra, viszonylag nagyméretű vízcsepp esetén figyelembe véve a (13) polarizációs tényezőt is. Az ábrán a tájékozódás céljából berajzolt két függőleges vonal a (8) egyenlet alapján, a Descartes-elméletből számolt szórási szögeknek felelnek meg. Látható, hogy az Airy-közelítés nagyon jól egyezik az egzakt eredménnyel. Azonban két dolog szembetűnő az ábrán. Egyrészt az egzakt intenzitásgörbe az Airy-közelítésből nyert, sima szögfüggést mutató görbe körül gyorsan „oszcillál”. Másrészt az egzakt eredményhez tartozó intenzitás – ellentétben az Airy-elmélettel – véges (azaz nem zérus) értéket vesz fel az Alexander-féle sötét sávban. Igaz, hogy ez az érték körülbelül öt nagyságrenddel kisebb a főszivárvány első csúcsához tartozó intenzitáshoz képest, és így a gyakorlatban ez a tartomány valójában sötétnek tekinthető. Megmutatható, hogy az egzakt eredményben tapasztalható gyorsan oszcilláló viselkedés a 2. ábrán látható, a vízcsepről közvetlenül visszaverődő ($p = 0$) és a főszivárvány kialakulásában szerepet játszó ($p = 2$) fénysugarak interferenciájának a következménye [25, 35]. Az Alexander-féle sötét sávban megfigyelt véges nagyságú intenzitás is a $p = 0$ fénysugarak szóródásából adódik, melynek magyarázatára a következő szakaszban térünk ki.

Összességében megállapíthatjuk, hogy viszonylag nagy méretű vízcseppek esetében az Airy-elmélet (eltekintve az Alexander-féle sötét sávot) jól írja le a fő- és mellékszivárványt és azok járulékos íveit. A két elmélet összehasonlításával kapcsolatos további részleteket például Lee munkájában találhat az olvasó [36]. Végül megjegyezzük, hogy ma már a kísérleti eredményeket nem az Airy-elmélet jóslataival, hanem az egzakt Mie-elmélettel vetik össze, és jó egyezést találtak [30].



20. ábra. Az egzakt Mie-, a Debye- és az Airy-elmélet összehasonlítása főszivárvány esetén ($p = 2$). A számítás polarizálatlan, vörös színű fényre ($\lambda = 650 \text{ nm}$, $n = 1,33$) és $R = 0,05 \text{ mm}$ -re vonatkozik, a polarizációs tényezőt is figyelembe véve. Ebben az esetben $kR = 483,3$. Az intenzitást a 15. ábra feliratában adott egységekben számoltuk.

A 16. ábrán látható mérési elrendezés alkalmas vízcseppeken történő fény szórásának a mérésére is. A kísérleteket Hubn Andrásné végezte el. A mérési eredmény és a Mie-elmélet összehasonlítása a 19. ábrán látható.

A Debye-sor

A fejezet bevezetőjében említettük, hogy Debye is tanulmányozta a Maxwell-egyenletek alapján a fény szóródását, csak ő hengeres szóró testre végezte el a számításait. Természetesen azóta már kidolgozták a Debye-elméletet gömb alakú közegre is. A matematikai részleteket illetően Hovanec és Lock [37], illetve Rubinow [38] cikkét ajánlhatjuk. A legfontosabb különbség a Mie-elmélet és Debye eredménye között az, hogy Debye az intenzitás szögfüggését egy *kettős* sor alakjában adta meg. A Debye-sorban az egyik összegzés a Mie-elméletben is szereplő gömbhullámokra, míg a másik összegzés a vízcseppben belüli hurok p számára történik. Az első összeg a Mie-elmülethez hasonlóan lassan konvergál, de a p szerinti összeg, fizikailag is várható módon, gyorsan konvergál minden gömbhullámra. A Mie-elmélet és a Debye-sor azonos eredményt ad, ha az összegzést minden p -re elvégezzük. A Debye-sor előnye, hogy azonosítani lehet a különböző p -hez tartozó járulékokat, és így jobban megérthetjük a szórási mechanizmust. Numerikusan ezeket a járulékokat például Philip Laven programjával tanulmányozhatjuk [25]. A programot használva a 20. ábrán látható az egzakt Mie-elmélet, és $p = 2$ esetben a Debye-sor, illetve az Airy-közelítés alapján számolt intenzitás szögfüggése $R = 0,05 \text{ mm}$ sugarú vízcseppre. Jól látszik, hogy $kR < 500$ -ra az Airy-közelítés a szórási szög növekedésével már jelentősen eltér az egzakt Mie-elmélet eredményétől. Ugyanígy látható, hogy a Debye-sor $p = 2$ tagja sem elegendő az egzakt eredmény reprodukálásához. Az Airy-közelítés eltérései kisméretű vízcseppekre abból adódnak, hogy a $p > 2$ -nek megfelelő szórási folyamatokat az elmélet elhanyagolja.

Hasonló módon, a program alapján könnyen megmutathatjuk, hogy egyrészt a Debye-sor $p = 0$ tagja állandó értéket ad az intenzitás szögfüggésére az Alexander-féle sötét sávban, másrészt ez a konstans érték a megfelelő paraméterek mellett megegyezik a 18. ábrán tapasztalt

véges nagyságú intenzitással (eltekintve az egzakt eredményben látható kis oszcillációktól). A következő két szakaszban a szivárvánnyal kapcsolatos két fontos optikai jelenséget értelmezünk a Debye-sor alapján.

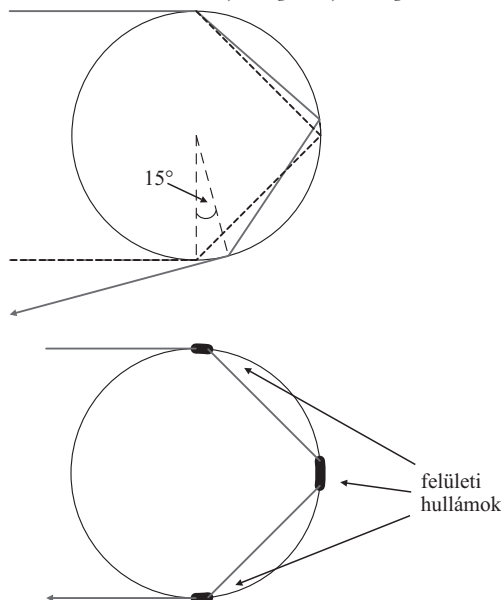
A koszorú mint fényelhajlási jelenség

A koszorújelenséget (angolul *corona*) akkor figyelhetjük meg, ha a Nap (vagy a Hold) vékony felhőrétegen süt át. A koszorúról például [39] internetcímen találunk kitűnő felvételt. A Nap körül egy fényes, kör alakú udvart látunk, melyet gyakran további színes gyűrűk vesznek körül. A koszorú a viszonylag kis méretű vízcseppeken ($R < 0,01$ mm) vagy más szórócentrumokon való kis szórási szögnek ($\theta < 10^\circ$) megfelelő fényszóródás következménye. Ekkor a Naptól érkező fénysugarak a vízcsepp mint akadályon elhajlanak. A Nap körüli koszorút szabad szemmel nem láthatjuk (illetve nem is célszerű a szemünk óvása érdekében), mert a Nap közvetlen fénye elnyomja a koszorút. De ha kitarjuk a koszorú középső részét, vagy ha az egésznek egy vízfelületről visszaverődő képét nézzük, akkor a gyűrűk már könnyebben megfigyelhetők. A Hold esetében a gyengébb fényerő miatt a megfigyelés sokkal egyszerűbb („udvara” van a Holdnak).

A jelenség hasonló a fénysugaraknak kör keresztmetszetű akadályon történő elhajlásához, melynek matematikai részletei megtalálhatók például *Jackson* könyvében [33], illetve a Landau-sorozat II. kötetében [21]. Minél kisebb a szórócentrum mérete, annál nagyobb a koszorú átmérője. Ismeretes, hogy a nagyobb hullámhosszú fény nagyobb szögben hajlik el. Ezért a koszorú belső gyűrűje kékes színű, míg kívül barnás.

A Debye-sor segítségével megérthetjük a koszorújelenséget. A sor $p = 0$ tagja nemcsak a 2. ábrán látható, a vízcsepről közvetlenül visszaverődő fénysugarak járulékát,

21. ábra. A felső ábrán a szaggatott vonalnak megfelelő sugármenet a geometriai optika szerint tiltott. Ugyanakkor a folytonos vonallal jelölt sugármenetre a $\theta^* = 165^\circ$ szórási szög nem adhat lényeges járulékot a glória létrejöttéhez. Az alsó ábrán a vízcsepp felülete mentén haladó felületi hullámokkal értelmezhetjük a glória jelenségét.



hanem a vízcseppben történő elhajlást is tartalmazza [37]. Numerikus számításokkal megmutatható, hogy a koszorújelenség intenzitásának szögfüggésében a Debye-sor $p = 0$ és $p = 1$ tagjai adják a legjelentősebb járulékat [25, 35]. *Nussenzweig* terjedelmes, kétrészes cikkében [40] részletes számításokkal is kimutatta, hogy a koszorújelenség jó közelítéssel leírható e két tag figyelembevételével. Azonban a matematikai részletek meglehetősen bonyolultak.

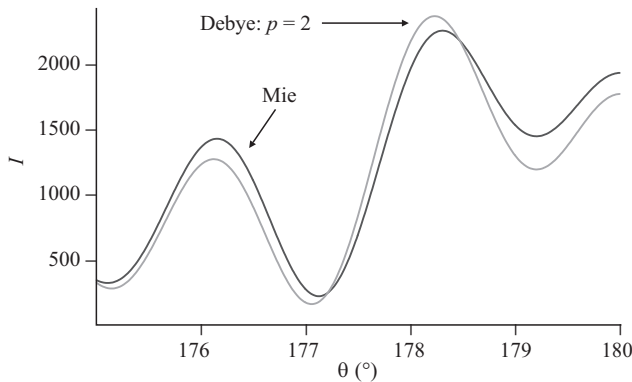
Mivel a koszorú jó közelítéssel egy elhajlási jelenség, a koszorú a szórócentrum anyagától függetlenül is kialakulhat. Nem függ a törésmutatótól sem, és nem szükséges, hogy a szórócentrum átlátszó legyen. A szórócentrum lehet például kicsi jégzemcse, pollen, vulkáni por vagy más szennyező részecske is. Az egyik legismertebb koszorújelenséget a Krakatau vulkán 1883-as kitörése után lehetett megfigyelni, a sztratoszférába került, és ott több éven át lebegő, nagy mennyiségű vulkáni por következtében. A gyűrűk feltűnően nagyméretűek (15°) és különösen színpompásak voltak. További részleteket a koszorújelenségről az olvasó a fent említett hivatkozásokból tudhat meg.

A glória, avagy a felületi hullámok

A glória egy másik gyakran megfigyelt légköri fényjelenség. A glóriáról számos kitűnő felvétel található az interneten [41]. A fénysugaraknak vízcseppben történő szórásakor a glória körülbelül a $170^\circ < \theta < 180^\circ$ szórási szögterületben figyelhető meg. A glória mint légköri optikai jelenség akkor tapasztalható, ha a megfigyelő egy magas ponton áll (például hegy tetején), és nézi a saját árnyékát, amely az előtte lévő felhőre vetődik. Ekkor a fejének árnyéka körül egy fényes, esetleg több, színes gyűrűt lát. Ha több megfigyelő áll egymás mellett, akkor mindenki csak a saját fejének árnyéka körül látja a glóriát, de a szomszédjában már nem. Ez is azt jelenti, hogy a glória a 180° szórási szög körül alakul ki.

A glóriáról az első feljegyzés a spanyol *Antonio de Ulloa* kapitánytól származik 1735-ből, aki tudományos expedíciót vezetett Peruban az Andok hegységben. Ilyen jelenség megfigyelésénél kR átlagos értéke tipikusan 200, és így a vízcseppek átlagos sugara $R = 0,02$ mm. A gyűrűk színének sorrendje azonos az előző szakaszban tárgyalt koszorúban lévőhöz. Manapság repülőgépen számos olyan fényképfelvétel készült, amelyen a gép árnyéka körüli színes gyűrűk, a glória jól kivehető. Örömmel állíthatom, hogy legutóbbi repülőgépes utamon néhány pillanatig magam is láttam ilyen glóriát.

A glóriát csak a 21. ábra bal felén látható szaggatott vonallal jelölt, elképzelt sugármenettel magyarázhatnánk, de ez a geometriai optika alapján nem lehetséges. Az ábrán a folytonos vonalnak megfelelő, érintőleg bejövő sugármenetre a szórási szög az (5) képlet alapján $n = 1,33$ törésmutató esetén és a sugármenet egyszeres belső visszaverődése mellett $\theta^* = 165^\circ$. Ez a szögérték 15° -kal kevesebb a teljes visszaszóráshoz szükséges 180° -os szög-nél, ami a szaggatott vonallal jelölt sugármenetnek felel meg. Így ez a sugármenet nem adhat magyarázatot a glória jelenségére. A megoldást a *felületi hullámok* jelentik. A felületi hullámok jól ismertek például az elektromágneses



22. ábra. Az egzakt Mie-elméletből és a Debye-sor $p = 2$ tagjából számolt intenzitás szögfüggése a glóriának megfelelő szögtartományban. A számítás polarizálatlan, vörös színű fényre ($\lambda = 650$ nm, $n = 1,33$) és $R = 0,01$ mm-re vonatkozik, a polarizációs tényezőt is figyelembe véve. Ebben az esetben $kR = 96,7$. Az intenzitást a 15. ábra felirátában adott egységekben számoltuk.

hullámok terjedésekor [33], de hangterjedésnél is megfigyelhetők. A 21. ábra jobb felén látható, a vízcsepp peremén haladó, felületi hullámok révén a sugármenet szórási szöge már elérheti a glóriához szükséges 180° -os szöget. A felületi hullámok éppen a teljes visszaverődés határszögének közelében a legerősebbek. Ezért lehetséges, hogy az ábrán látható sugármenet lényeges járulékot eredményezhet a teljes visszaszórás folyamatában.

A Mie-elmélet alapján kiszámolhatjuk az intenzitás szögfüggését a glória esetében is, de ez nem ad magyarázatot a jelenség okára. Azonban a Debye-sor segítségével ellenőrizhetjük, hogy vajon a fenti fizikai magyarázat helytálló-e. A 22. ábrán összehasonlítottuk az egzakt Mie-elmélet alapján számolt intenzitás szögfüggését, és a Debye-sor $p = 2$ tagjából adódó járulékot a $175^\circ < \theta < 180^\circ$ szórési szögtartományban. Jól látható, hogy a két eredmény elég jól egyezik a maximumok és minimumok helyét illetően. Még jobb egyezés érhető el, ha figyelembe vesszük a $p > 2$ tagokat is a Debye-sorban. Numerikus vizsgálatokból kiderül, hogy ebben a szögtartományban az intenzitáshoz a legnagyobb járulékok a Debye-sor $p = 0, 2, 6, 7, 11$ tagjaiból származnak. Ahogy korábban említettük, a Debye-sorban minden p -nek megfelelő tag tartalmaz még egy gömbhullámok szerinti összegzést, és ez az összeg felel meg esetünkben a felületi hullámoknak. Az ábra alapján látható, hogy a felületi hullámokra alapozott fizikai kép kielégítően magyarázza a glória jelenségét.

Nussenzeig analitikusan is tanulmányozta a glóriát a korábban már idézett két cikkében [40]. Hovanec és Lock részletesen elemezték a szivárványnál fellépő felületi hullámok szerepét [37, 38]. Laven munkáiban még további részletek és szép, színes képek találhatók a glóriáról [25, 35].

A szivárvány és a kvantummechanika kapcsolata

A kvantummechanikai szórásproblémát a *Schrödinger-egyenlet* megoldásával kezelhetjük. Speciálisan választott szórópotenciál esetén a Schrödinger-egyenlet alakja megegyezik az elektromágneses tér szórását meghatározó (28) egyenlettel. Tekintsünk egy R sugarú és V_0 „mélységű”

gömb-szimmetrikus „potenciálgödört” (ez egy olyan potenciál, amelyre $V = 0$, ha $r > R$; $V = -V_0$, ha $r < R$)! Ekkor könnyen beláthatjuk, hogy a k hullámszámú síkhullámmal jellemzett, m tömegű és $E = \hbar^2 k^2 / (2m)$ energiájú részecske szórását meghatározó Schrödinger-egyenlet és a (28) egyenlet azonos, ha az utóbbi esetben a közeg törésmutatóját az alábbi módon választjuk meg:

$$n = \sqrt{1 + \frac{2mV_0}{\hbar^2 k^2}}. \quad (29)$$

A kvantummechanikai szórás egyik alapvető feladata, a klasszikus szórási problémához hasonlóan, a hatáskelesztmettség meghatározása. A $\psi = e^{ikz}$ síkhullámmal adott, z irányban terjedő szabad részecske hullámfüggvénye a szórócentrumon történő szóródás után, a szórócentrumtól távol, aszimptotikusan a következő alakú

$$\psi \approx e^{ikz} + \frac{f(\theta)}{r} e^{ikr}, \quad (30)$$

ahol $f(\theta)$ -t *szórásamplitúdó*-nak nevezzük, és a második tag egy kifutó gömbhullámnak felel meg. Ekkor a differenciális szórási hatáskelesztmettség $d\sigma/d\theta = 2\pi \sin\theta |f(\theta)|^2$ [42]. Így a problémát visszaveztük az $f(\theta)$ szórásamplitúdó meghatározására. Az egzakt $f(\theta)$ szórásamplitúdó kifejezhető parciális gömbhullámok szerinti sor összegeként. A sor tagjait a Schrödinger-egyenlet megoldásából kaphatjuk meg, ami azonban a legtöbb esetben meglehetősen nehéz feladat. A kvantummechanikai szórásról kitűnő fejezet található a Landau-sorozat III. kötetében [42].

Síkhullámok szórásakor gyakran találkozunk azzal az esettel, amikor létezik egy θ_c szórési szög, amelynél a differenciális szórási hatáskelesztmettség hirtelen változik. Ekkor klasszikus esetben, a szivárványhoz hasonlóan, beszélhetünk „megvilágított” tartományról, illetve „árnyéktartományról”. Az ilyen kvantummechanikai szórás, a szivárványnál fellépő fényszórással való hasonlóság miatt, gyakran *szivárványszórás*-nak is nevezik. Az egzakt $f(\theta)$ szórásamplitúdó sora rendkívül lassan konvergál a θ_c szórési szög közelében, ezért közelítésekre van szükség a hatáskelesztmettség kiszámításához. A vizsgált θ szórési szögtől függően három, alapvetően különböző közelítés ismert a szivárványszórásra: i) a *klasszikus*, ii) a *kváziklasszikus* és iii) az *Airy-közelítés*.

A klasszikus közelítésnél az egzakt hatáskelesztmettség kifejezésében a gyorsan oszcilláló tagok sima részét véve visszakapjuk a klasszikus hatáskelesztmettségnek a (9) képlettel adott alakját. A matematikai részletek iránt érdeklődő olvasónak a Landau-sorozat III. kötetében a 127. fejezetet ajánljuk [42]. Az egzakt hatáskelesztmettség klasszikus közelítése $|\theta - \theta_c|$ nagy értékeire érvényes, és a hatáskelesztmettség szinguláris a θ_c szórési szögnél. Fényszórás esetén a klasszikus közelítés a Descartes-elméletnek felel meg. Kváziklasszikus közelítésben a részecske de Broglie-hullámhossza nem változik jelentősen a vele azonos nagyságrendű távolságokon [42]. A hatás-

keresztmetszet ugyancsak szinguláris a θ_c szórési szög-nél, és a közelítés nagy $|\theta - \theta_c|$ értékekre jó. Az Airy-közelítést szivárványszórásra először Ford és Wheeler alkalmazták [43]. Ez akkor ad jó eredményt, ha $|\theta - \theta_c|$ csak néhány fok. A hatás keresztmetszet kiszámításánál a kváziklasszikus közelítésből indultak ki, és az $f(\theta)$ szórásamplitúdót θ szerint a θ_c szórési szög körül harmadrendig sorfejtve közelítették. A hatás keresztmetszetet végül egy Airy-függvénnyel lehet kifejezni a korábban látott fényszóráshoz hasonlóan. Innen ered az Airy-közelítés elnevezés. A számítás menete magyarul is megtalálható a Landau-sorozat III. kötetében a 612. oldalon a 2. kidolgozott feladat kapcsán [42].

A fentiekben vázolt eltérő közelítések oka, hogy a $\hbar \rightarrow 0$ klasszikus határesetben az $f(\theta)$ szórásamplitúdó aszimptotikusan $\hbar^{1/2}$ hatványai szerinti sor, ha $|\theta - \theta_c|$ nagy, míg $\hbar^{1/3}$ hatványai szerinti sor, ha $|\theta - \theta_c|$ kicsi. Felmerült az igény egy olyan közelítésre, amelyik minden szórési szögre jól használható. Ezt a közelítést *uniform közelítésnek* nevezik. A differenciálegyenletek közelítő megoldásaira az uniform közelítés már ismert volt, és a fizikában gyakran előforduló differenciálegyenletekre a formulák megtalálhatók az irodalomban [23]. A kvantummechanikai szórás esetén az $f(\theta)$ szórásamplitúdó kifejezhető egy komplex síkon értelmezett integrállal. Ebben az esetben az $f(\theta)$ függvény uniform közelítésére először Berry vezetett le általános formulákat [44]. Optikai szivárványra, a kvantummechanikai szóráshoz hasonlóan, Khare és Nussenzevig alkalmazta először az uniform közelítést [45]. Kiderült, hogy mind a kvantummechanikai, mind az optikai szórás problémájában az uniform közelítésből számolt hatás keresztmetszet minden szórési szögre nagyon jól egyezik az egzakt számolásból kapott eredményekkel. Végezetül megemlítjük, hogy az optikai esetben ismert koszorú- és glóriajelenségekhez hasonlóan a kvantummechanikában is létezik ez a szórástípus, és *glóriaszórásnak* nevezik. Kváziklasszikus közelítésből kiindulva Ford és Wheeler tanulmányozta először a glóriaszórást [43], de a számítás lépései megtalálhatók a Landau-sorozat III. kötetében a 613. oldalon a 3. kidolgozott feladatban is [42].

Összefoglalás

Arisztotelész óta több neves fizikus tanulmányozta az egyik legismertebb és legszebb légköri jelenséget, a szivárványt. A szivárvánnyal kapcsolatos jelenségek egzakt tárgyalása nem nélkülözheti mindazt a tudást, amit a fényről tudunk. Az optika tudományának fejlődésében mindig nagy szerepet játszottak az újabb elméletek alkalmazásai a szivárvány leírásában. De fordítva is igaz, a szivárvány jelenségének pontosabb értelmezése is befolyásolta optika fejlődését.

Ebben a munkában a szivárvány fizikájának legfontosabb elméleteit ismertettük. Az első fejezetben a *Descartes*-tól származó első, alapjaiban helyes, geometriai optikára épülő elméletet taglaltuk. A második fejezetben ismertettük *Young* és *Airy* elméleteit, amelyek egyrészt további bizonyítékokat szolgáltattak a fény hullámtermé-

zetére, másrészt a szivárvány mélyebb megértésében is nagy szerepet játszottak. A következő fejezetben a szivárvány egzakt, úgynevezett Mie-elméletét vázoltuk, és a különféle közelítésekről, a koszorú-, illetve glóriajelenségekről adtunk egy áttekintést. Az utolsó fejezetben rámutattunk a szivárvány és a kvantummechanikai szórás közti hasonlóságra.

A szakmai részletek mellett történetileg is megpróbáltuk követni a századok során elért eredményeket. Természetesen nem gondolhatjuk, hogy a témát teljesen kimerítettük. Arra törekedtünk, hogy a bemutatott anyag megfelelő válogatással felhasználható legyen mind a középiskolai, mind az egyetemi képzésben. Külön ki szeretnénk emelni, hogy tudásunk szerint például az Airy-elmélet részletei hiányoznak a hazai irodalomból (még az egyetemi oktatásban sem említik!). Az egzakt Mie-elmélet is csak összefoglaló jelleggel szerepel a hazai meteorológusképzésben [32].

Nem szoltunk az ég kék színét magyarázó *Rayleigh-szórásról* annak ellenére, hogy a jelenséget a Mie-szórás egy speciális esetének tekinthetjük. A Rayleigh-szórás olyan jelenségeket ír le, amelyben a szórócentrum mérete kisebb a fény hullámhosszánál. Kitűnő összefoglaló található a témával kapcsolatban Jackson könyvében [33] és a Landau-sorozat VIII. kötetében [16].

A valóságban megfigyelhető szivárvány létrejöttében több olyan tényező is szerepet játszhat, amelyekkel az itt felsorolt elméletek egyike sem számol. Ilyen például az, hogy a Nap nem pontszerű fényforrás, a látószöge körülbelül $0,5^\circ$. A vízcseppek mérete különböző, sőt alakjuk eltérhet az ideális gömbalaktól. A vízcseppek mérete és alakja összetett módon befolyásolja a szivárvány színeinek erősségét és ívének alakját. A nagy és lapos vízcseppek okozta szivárványt annak ívének alján látjuk fényesebbnek, míg a szivárvány tetejéről jövő fénysugarak a kicsi, gömb alakú vízcseppeken való szóródásból származnak. Kérdéses a víz törésmutatójának a fény hullámhosszától való függése is. Bizonytalanságot jelent a napsugárzás intenzitásának hullámhosszfüggése is. Nem részleteztük a szivárvány színességével kapcsolatos problémákat sem. A fenti problémák legtöbbjét laboratóriumi körülmények között ki lehet küszöbölni. A szivárvány kísérleti vizsgálatának is nagy az irodalma, és ezek közül is több cikk foglalkozik olyan demonstrációs kísérletek ismertetésével, amelyek felhasználhatók az oktatásban is [14, 30, 46, 47]. Nem beszéltünk a ködben, erdő fái közt megfigyelhető, vagy a vízfelszínről visszatükröződő szivárványokról. Ezeket a hiányosságokat pótolandó, összegyűjtöttünk néhány internetcímet, ahol mindezekről, illetve a szivárványról sok-sok színes képpel illusztrált anyagot, további részleteket találhat az érdeklődő olvasó [25, 48].

Köszönetnyilvánítás

Köszönetemet szeretném kifejezni *Dávid Gyulának*, *Geszti Tamásnak*, *Gnädig Péternek*, *Haiman Ottónak*, *Horváth Gábornak*, *Huhn Andrásnének*, *Kis-Szabó Krisztiánnak*, *Pályi Andrásnak*, *Pollner Péternek*, *Tichy Gézának* és *Weidinger Tamásnak* a kézirat olvasása után javasolt hasznos tanácsaikért. Hálas vagyok *Philip Lavennek* a levelezésünk nyomán nyújtott segítségéért. Külön köszönöm, hogy *Les Cowley*, *Jonathan Lansey*, *Richard Fleet*, *Karl Kaiser*, *Matt Spinetta* engedélyt adott a hátsó borítón látható képek megjelenésére.

Irodalom

26. L.V. LORENZ: *Upon the Light Reflected and Refracted by a Transparent Sphere* – Vidensk. Selsk. Skrifter 6 (1890) 1–62, dán nyelvű.
27. G. MIE: *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen* – Ann. Phys., Leipzig 25 (1908) 377–445
28. P. DEBYE: *Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material* – Ann. Phys., Leipzig 30 (1909) 57–136
29. M. BORN, E. WOLF: *Principles of Optics* – Pergamon Press, New York, 1989 (6. javított kiadás)
30. I. WEINER, M. RUST, T.D. DONNELLY: *Particle size determination: An undergraduate lab in Mie scattering* – American Journal of Physics 69 (2001) 129–136
31. LÁSZLÓ I.: *A részecskék sugárzás-szórásának fizikai törvényszerűségei* – Meteorológiai Tanulmányok 33 (1979) 27
32. BENCZE P., MAJOR GY., MÉSZÁROS E.: *Fizikai Meteorológia* (szerk.: Mészáros E.) – Akadémiai Kiadó, Budapest, 1982.
33. J.D. JACKSON: *Klasszikus elektrodinamika* – Typotex, Budapest, 2004.
34. RU.T. WANG, H.C. VAN DE HULST: *Rainbows: Mie computations and the Airy approximation* – Applied Optics 30 (1991) 106–117
35. P. LAVEN: *Simulation of rainbows, coronas and glories by use of Mie theory* – Applied Optics 42 (2003) 436–444
36. R.L. LEE, JR.: *Mie theory, Airy theory, and the natural rainbow* – Applied Optics 37 (1998) 1506–1519
37. E.A. HOVENAC, J.A. LOCK: *Assesing the contributions of surface waves and complex rays to far-field Mie scattering by use of the Debye series* – J. Opt. Soc. Am. A 9 (1992) 781–795
38. S.I. RUBINOW: *Scattering from a penetrable sphere at short wavelengths* – Annals of Physics, N. Y. 14 (1961) 305–332
39. <http://www.sundog.clara.co.uk/droplets/corona.htm>
40. H.M. NUSSENZVEIG: *High-frequency scattering by a transparent sphere. I. Direct reflection and transmission; High-frequency scattering by a transparent sphere. II. Theory of the rainbow and glory* – Journal of Mathematical Physics 10 (1969) 82–124; 125–176
41. <http://www.sundog.clara.co.uk/droplets/glory.htm>
<http://www.sundog.clara.co.uk/droplets/gloim1.htm>
42. L.D. LANDAU, E.M. LIFSHIC: *Elméleti Fizika III (Kvantummechanika)* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1978.
43. K.W. FORD, J.A. WHEELER: *Semiclassical description of scattering* – Annals of Physics, N. Y. 7 (1959) 259–286
44. M.V. BERRY: *Uniform approximation for potential scattering involving a rainbow* – Proc. Phys. Soc. 89 (1966) 479–490
45. V. KHARE, H.M. NUSSENZVEIG: *Theory of the Rainbow* – Physical Review Letters 33 (1974) 976–980
46. H.A. DAW: *A 360° rainbow demonstration* – American Journal of Physics 58 (1990) 593–595
47. A.J. COX, A.J. DEWEERD, J. LINDEN: *An experiment to measure Mie and Rayleigh total scattering cross sections* – American Journal of Physics 70 (2002) 620–625
48. <http://www.sundog.clara.co.uk/atoptics/phenom.htm>
<http://my.unidata.ucar.edu/content/staff/blynds/rnbw.html>
http://www.usna.edu/Users/oceano/raylee/RainbowBridge/Chapter_8.html
<http://hjem.get2net.dk/Hemmingsen/Rainbow/>
<http://www.phy.ntnu.edu.tw/java/Rainbow/rainbow.html>
<http://www.rfleet.clara.net/gbh/gbhindex.html>

EINSTEIN ELŐADÁSAI A STATISZTIKUS MECHANIKÁRÓL 1917 ŐSZÉN – JEGYZETEK EGY KÉZIRAT MARGÓJÁRA

Hajdu János

Kölni Egyetem, Elméleti Fizikai Intézet, Németország

Albert Einstein az 1917/18-as téli félévben csütörtökönként előadásokat tartott a berlini egyetemen *Statistikus Mechanika* címmel. A feltehetően tizenöt hétre tervezett kurzus utolsó harmada Einstein megbetegedése miatt elmaradt. A megtartott tíz előadást egy Berlinben éppen katonai szolgálatot teljesítő – és később ott mint gimnáziumi tanár tevékenykedő – hallgató, *Walter Zabel* (1892–1968), gyorsírással rögzítette. Az alábbi széljegyzetek az ebből készült, az interneten hozzáférhető [1] kézírathoz kapcsolódnak.

Történelmi és személyi körülmények

1917 őszen és 1918 tavaszán a központi hatalmak a nyugati frontokon ugyan kisebb térnyeréseket vívtak ki, de tartalékaik messzemenően kimerültek. Sem a „kiélesített” búvárhajóharc (az „utolsó adu”), sem az oroszországi forradalmat követő fegyverszünet a keleti fronton nem váltotta be a hozzá fűzött stratégiai reményeket. 1918. augusztus 14-én a legfelső katonai vezetés kinyilatkoztatta, hogy a háború folytatása reménytelen [2]. Einstein, miután 1913-ban a porosz tudományos akadémia rendes tagjává választotta és az (1911-ben alapított) Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft egy újonnan alapítandó fizikai intézet igazgatójának nevezte ki, 1914 tavaszán (családját hátrahagyva) Zürichből Berlinbe költözik [3]. Mint kutatóprofesszor előadásokat tart az ottani egyetemen, és rendszeres résztvevője a híres berlini fizikai kollokviumnak.

A háború kitérése pillanatától aktív pacifista: nyilvánosan elítéli a háborút, támogatja a háborúellenes mozgalmakat [4]. A nyomozó körülmények dacára tudományos alkotóereje töretlen, sőt most éri el csúcspontját: 1916–17-ben publikálja alapvető értekezéseit az általános relativitáselméletéről, illetve ennek kozmológiai alkalmazásáról, valamint a fény spontán és indukált emissziójáról (Einstein-koeficiensek). 1917. december végén megbetegszik (sárgaság, gyomorfekély), s 1920-ig tart, míg visszanyeri egészségét. Unokanővére – későbbi második felesége – ápolja. Talán neki köszönheti, hogy életben marad [5]. Orvosai szigorú diétát írnak elő, ami a fővárosban, ahol súlyos élelmiszer- (és tüzelőanyag-) hiány uralkodik, csak a vidéki ismerősök segítségével teremthető elő. Élelmiszercsomag érkezik Münchenből is, *Arnold Sommerfeld*-től [6]. Ha kellemes is lehetett a betegágy melege a rosszul fűtött lakásban, Einstein minden bizonnyal nyugtalankodott a sürgős elintézésre váró feladatok miatt; az 1917-ben megnyílt fizikai intézet kutatómunkájának beindítása, *Max Planck* 60. születésnapjára (1918. április) tervezett ünnepségek megszervezése (ami reá mint a német fizikai társulat búcsúzó elnökére hárult) és a zürichi egyetemen vendégprofesszorként tartandó előadásainak (1918–20) kidolgozása.

Úgy tűnik, Einstein szerteágazó tevékenységei miatt az 1917/18-as *Statistikus Mechanika* kurzus valamelyest a háttérbe szorult. Erre utalnak különböző hiányosságok, különösen az irodalom feldolgozása terén. Einstein álláspontjának explicit szembesítésére *Boltzmann* és *Gibbs* felfogásával sajnos szintén nem került sor.

A következőkben a statisztikus mechanika kibontakozásának és Einstein idevágó munkáinak rövid összefoglalása után ismertetjük az 1917/18-as kurzus jegyzetét és kísérlet teszünk Einstein akkori álláspontjának körvonalázására.

A statisztikus mechanika kibontakozása

A statisztikus mechanika területén a 19. század legfontosabb hagyatéka a Boltzmann-féle transzportegyenlet, az entrópia (S) és az állapotok termodinamikai valószínűsége (W) között kapcsolatot teremtő

$$S = k \ln W \quad (1)$$

Boltzmann-féle elv (k a Boltzmann-állandó), a legvalószínűbb eloszlás erre alapuló módszere, valamint az ergodikus tétel, mely szerint izolált mechanikai rendszer esetében egy fizikai mennyiség időátlaga és az energiafelületre vett (mikrokanonikus) sokaságátlaga egyenlő (ergodicitás) [7, 8]. Maxwell és Boltzmann ezt a sarkalatos tételt abból a feltevésből származtatta, hogy az izolált rendszer állapotváltozást leíró fázistérbeli trajektória az energiafelület minden pontján áthalad. Később nyilvánvalóvá vált, hogy ez az „ergodikus hipotézis” matematikailag tarthatatlan [9]. Az ergodikus tétel bizonyítására való törekvésekből idővel a matematika egy speciális ága (ergodikus elmélet, kb. 1930-tól) fejlődött ki. Az áttörést *Sinai* eredményei hozták 1970-ben, miszerint (bizonyos határfeltételek mellett) merev gömbök rendszere ergodikus [10]. Manapság a fizikusok többsége az ergodikus tételt bizonyítottnak tekinti.

1902-ben J.W. Gibbs a statisztikus sokaságok módszerének kidolgozásával egy új, alternatív utat nyitott a statisztikus mechanika felépítéséhez [11]. Ennek fogalmi alapját egy izolált rendszer lehetséges állapotainak egyenlő a priori valószínűségét kimondó hipotézis képezi. Az elmélet felépítése (kb. 1970 óta) matematikai szempontból is lezártnak tekinthető [12].

A ρ eloszlású sokaság entrópiájának Gibbstől származó definíciója

$$S = k \langle \ln \rho \rangle, \quad (2)$$

ahol $\langle \dots \rangle$ a ρ eloszlásra vett átlagot jelöli,

$$\langle A \rangle = \int A \rho \, d\Gamma \quad (3)$$

(amely, ha a sokaság reprezentatív, azonos A mért értékével). A termodinamikai egyensúlyt reprezentáló sokaságok azok, amelyek eloszlására, a mindenkorai mellékfeltételek figyelembevételével, az entrópia maximális értéket vesz fel. Ez mikrokanonikus sokaság, ha a rendszer izolált, kanonikus, ha a rendszer zárt, és nagykanonikus, ha a rendszer nyílt. Nemeqyensúlyi állapotok esetében az eloszlás meghatározására általános utasítás nem létezik és talán nem is létezhet. Vannak azonban, akik ennek megfogalmazását a szinergetikától várják [13].

1912-ben *Paul Ehrenfest* és felesége, *Tatjana Afanaszjeva* a statisztikus mechanika főként Maxwelltől, Boltzmann-tól és Gibbstől származó módszereit szigorú logikai elemzésnek vetette alá [14]. Munkájuk, mely mindmáig megőrizte intellektuális ragyogását, tanulságos betekintést ad az elmélet állásába néhány évvel Einstein 1917/18-as kurzusa előtt. Ez utóbbi áll *Paul Hertz* 1916-ban kiadott tankönyvére is [15].



1. ábra. A kézirat első részének egy oldala

Einstein munkái a statisztikus mechanika megalapozásáról

Az 1902–04 időszakban Einstein három publikációban foglalkozik a statisztikus mechanika alapjaival [16a–c]. Statisztikai sokaság segítségével kapcsolatot teremt az állapotok mechanikai jellemzése és valószínűsége között. Az időátlagtól a mikrokanonikus és kanonikus sokaságon keresztül eljut az egyensúlyi termodinamika statisztikus értelmezéséhez. Bebizonyítja az ekvipartíció-tételt, és kimutatja, hogy kanonikus eloszlás esetében az energia relatív négyzetes ingadozása fordítva arányos a szabadsági fokok számával, valamint a mikrokanonikus és kanonikus eloszlás ekvivalenciáját, ha a szabadsági fok száma kellően nagy. Mindez nagy teljesítmény, de nem új: szinte azonosan megegyezik Gibbs eredményeivel. A természettudományok történetében efféle incidenciára számtalan példa van. Einstein később úgy nyilatkozott, hogy munkáit sohasem publikálta volna, ha ismeri Gibbs könyvét [16d]. Úgy tűnik, annak idején Maxwell és Boltzmann munkásságából is csak azt ismerte, ami Boltzmann tankönyvében [17] említésre került. Einstein statisztikus mechanikai munkáinak elemzésére az Ehrenfest házaspár sajnos nem tér ki, de később ezt több jeles írás is megtette [18–20]. Ezért itt csak néhány megjegyzésre szorítkozunk.

Míg Gibbs tárgyalásmódja absztrakt, formális, addig Einstein az intuitív fizikai okfejtés útját követi. Alapvetően fontosnak tartja, hogy a Boltzmann-féle elvben – melynek (1) alatti alakja Plancktól (1901) és elnevezése Einsteintől származik – nem a W termodinamikai való-



2. ábra. A kézirat második részének egy oldala

színőség, hanem az S entrópia az empirikusan hozzáférhető mennyiség. Logikus, a W valószínűséget kvantitatív módon definiáló alakja ezért

$$W = \exp(S/k). \quad (4)$$

Ez az alak vezette el Einsteint [16c, 21] az ingadozási jelenségek tárgyalásának általános módszeréhez [7, 22] (lásd *Boltzmann vagy Gibbs?* széljegyzetet), és ennek alkalmazása (többek között a kvantált elektromágnes sugárzásra) Einstein egyik jelentős önálló hozzájárulása a statisztikus fizikához.

A kézirat alakja és tartalma

A kézirat két részből áll. Az első rész (8 előadás, 72 oldal) Zabel gyorsírásos jegyzetének kidolgozott, szépírással változata (1. ábra). A második rész (2 előadás, 27 oldal) Zabel gyorsírásos feljegyzésének „nyers” gépelt átirata (Zürich: ETH-Bibliothek, 1986). A képletek és ábrák az eredeti (korrigálatlan) hasonmásai (2. ábra). Ez a rész kidolgozatlan; a szöveg helyenként érthetetlen, a képletekben számos hiba van. A kézirat tartalma tömören:

1. Az analitikus mechanika alapjai (18 o.): Lagrange, Hamilton, erőmentes pörgettyű.
2. Statisztikus sokaságok (10 o.)
3. A kanonikus sokaság tulajdonságai (21 o.): A kanonikus eloszlás keskeny, energiaingadozás, izolált rendszer zárt alrendszerének energia-eloszlása, kanonikus, abszolút hőmérséklet, egyensúlyi termodinamika megalapozása.
4. Alkalmazások (37 o.): Maxwell-féle sebességeloszlása, specifikus hő, barometrikus eloszlás, a ferromagnetizmus Langevin–Weiss-féle elmélete, Brown-mozgás, a mikrokanonikus sokaság entrópiája.
5. A Boltzmann-féle elv (12 o.)

Részletek, kommentárok

Statisztikus sokaságok részhez

Einstein saját publikációinak [16a–c] gondolatmenetét követi, jóllehet korábban hangoztatott véleménye szerint Gibbs (a kanonikus sokaságból kiinduló) eljárása az övével szemben „előnyben részesítendő” [16d]. A rendszer trajektóriája a fázistér (ill. megmaradási mennyiségek létezése esetében ennek alacsonyabb dimenziójú alterének) minden kis celláján áthalad. Ha τ időtartamból összesen δt időt tölt egy $\delta\Gamma$ méretű cellában, akkor a cella által behatárolt állapot valószínűsége (definíciószerűen)

$$\delta w = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\delta t}{\tau} \quad (5)$$

(nyilván $0 \leq \delta w \leq 1$). Ezután N számú, azonos felépítésű izolált rendszerből statisztikus sokaság képezendő úgy, hogy $\delta\Gamma$ betöltése $\delta N = N\delta w$ legyen. A gondolatmenet záró láncszeme egy hipotézis, mely szerint δw arányos $\delta\Gamma$ -val,

$$\delta w = \rho \delta\Gamma, \quad (6)$$

ahol $\rho = \rho(P, Q)$ a fázistér folytonos függvénye. Ha a vizsgált rendszer izolált, és csak az energia megmaradási mennyiség, akkor ρ azonosítható a mikrokanonikus eloszlással, és az eszerint vett sokaságátlag megegyezik az időátlaggal. Ebben az esetben a fenti gondolatmenet azonos Boltzmann érvelésével, és az (5), (6) összefüggéseket illetően két lehetőség áll fenn [14]. Ha elfogadjuk az ergodikus hipotézist, akkor (5) és (6) jobb oldalának egyenlősége egy mechanikai tétel, mely semmiféle valószínűségi elemet nem tartalmaz. Ha azonban elvetjük vagy valamilyen módon általánosítjuk az ergodikus hipotézist, akkor nyitva marad, hogy a szóban forgó összefüggés szigorúan vagy esetleg kielégítő közelítésben teljesül-e. Einstein e probléma taglalását elkerüli, mivel a (6) összefüggést mint a statisztikus mechanika alapvető axiómáját vezeti be. Megjegyezzük, hogy így jár el Landau és Lifsic [22] is.

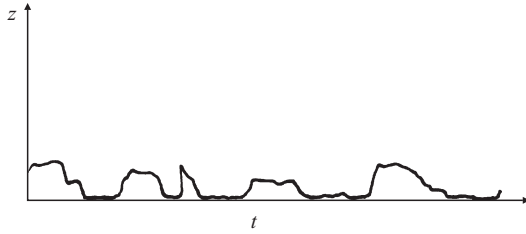
Ezek után Einstein (talán Gibbs hatására) módszert vált, és a csak az energiától függő $\rho(H)$ eloszlások közül ad hoc kiválasztja a kanonikus eloszlást, és megvizsgálja ennek tulajdonságait és következményeit. Később azonban visszatér a felépítés eredeti fonálához, és megmutatja, hogy a mikrokanonikus eloszlás által reprezentált izolált rendszer bármely zárt makroszkopikus részrendszerének energiaeloszlása kanonikus.

Alkalmazások részhez

Einstein a Brown-mozgás elemi elméletét ismerteti alapvető munkája [23a] és egy népszerűsítő írása [23b] nyomán. Langevin módszerére (1908) nem tér ki. Levezeti az $S = k \ln \Phi$ összefüggést, ahol Φ az energiafelület menti fázistér fogat, és megmutatja, hogy ez a felület által bezárt térfogattal helyettesíthető.

A Boltzmann-féle elv részhez

Einstein: A Boltzmann-féle elv feloldja a mikroszkopikus reverzibilitás és a makroszkopikus irreverzibilitás közötti látszólagos konfliktust. Minden makroszkopikus rendszer nagy valószínűséggel egy kisebb valószínűségű



3. ábra. A földre hulló, becsapódáskor T hőmérsékletre szert tevő részecske a földfelszín közelében fel-le mozog.

állapotból egy nagyobb valószínűségi állapotba halad. Ennek a kijelentésnek a jellege olyan, mint amikor átlagértékekről beszélünk. Az állapot valószínűségét az állapot entrópiája határozza meg. Például ideális gáz esetében a termodinamika első és második főtételéből

$$S = k \ln V^N + S_0(T) \quad (7)$$

következik, ahol most N a molekulák száma, V a térfogat és T az abszolút hőmérséklet. Tehát annak az állapotnak a valószínűsége, amikor minden molekula a $V_1 < V$ térfogatban van

$$W(V_1) = \left(\frac{V_1}{V}\right)^N W(V). \quad (8)$$

Ha például $V_1 = 0,99 V$ és $N = 10^5$, akkor $W(V_1)$ egy $\approx 10^{-44}$ faktorialisan kisebb $W(V)$ -nél, tehát ez az állapot gyakorlatilag soha sem valósul meg. Einstein második példája egy m tömegű, z magasságból földre hulló részecske, melynek teljes mgz potenciális energiája a felszínre csapódáskor hővé alakul. Mivel ez T hőmérsékletnél mgz/T entrópiainövekedést jelent, a z magasságú állapot valószínűsége arányos $\exp(-mgz/kT)$ -vel. Ezért, ha nagyon sokáig figyeljük meg a részecskét, azt látjuk, hogy a földfelszín közelében fel-le mozog (3. ábra). Nagy tömegű részecskénél visszafelé mozgás nagyobb magasságra csak igen ritkán fordul elő. Ezek a példák szemléltetik az irreverzibilitás (már Boltzmann által felismert) statisztikus jellegét. „A Boltzmann-féle elv segítségével a termodinamikai megfontolásokból ismert entrópiából meghatározhatjuk a vizsgált állapot valószínűségét, és így fontos információkat nyerhetünk a rendszer molekuláris mozgásállapotairól. Ebben rejlik az elv nagy fontossága.”

Ami elmaradt. Gibbs és Einstein módszere az ingadozás vizsgálatára

A kézirat utolsó monda: [az entrópia és valószínűség közötti] „összefüggés igen sok nagy fontosságú alkalmazást tesz lehetővé, melyekről a továbbiakban hallani fogunk”. Az elmaradt előadások programja ezek szerint aligha lehetett más, mint az ingadozási jelenségek tárgyalása. Einstein minden bizonnyal ismertetni szándékozott saját módszerét és néhányat idevágó eredményeiből (v.ö. [18]), úgy, mint ezt például a Brown-mozgás esetében tette. Az ingadozások meghatározásával Gibbs is foglalkozott. Az alábbiakban Einstein és Gibbs különböző szemléletre alapuló módszereihez fűztünk néhány megjegyzést.

Egy fizikai mennyiség mért értékhalmozának jellemzése szerint az $\langle A \rangle$ átlagérték és az ettől való $\langle (A - \langle A \rangle)^2 \rangle$ átlagos négyzetes eltérés (ingadozás) segítségével történik. Gibbs ezeket a mennyiségeket a mindenkor reprezentatív sokaság fázistérbeli ρ eloszlásából származtatja. Zárt rendszert termodinamikai egyensúlyban a

$$\rho = \exp\left(\frac{F - H}{kT}\right) \quad (9)$$

eloszlású kanonikus sokaság reprezentálja, ahol H a rendszer teljes energiája és F a szabad energia. Feltételezzük, hogy H az általános koordinátákon és impulzusokon kívül még egy a külső paramétertől (pl. a rendszer V térfogatától) függ, $H = H(Q, P; a)$, $F = F(T, a)$. Az a paraméterhez konjugált általános erő

$$A = -\left(\frac{\partial H}{\partial a}\right)_{Q,P} \quad (10)$$

(9) eloszlásra vett átlaga

$$\langle A \rangle = -\left(\frac{\partial F}{\partial a}\right)_T \quad (11)$$

és négyzetes ingadozása, a $\Delta A = A - \langle A \rangle$ jelöléssel,

$$\langle \Delta A^2 \rangle = kT \left[\left\langle \left(\frac{\partial^2 H}{\partial a^2}\right)_{Q,P} \right\rangle - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial a^2}\right)_T \right]. \quad (12)$$

A fenti, Gibbstől származó képletek az $\langle 1 \rangle = 1$ normális feltétel egyszerű, illetve kétszeri a szerinti deriválásával könnyen igazolhatók. (Gibbs módszerét részletesen tárgyalja [24].)

Einstein módszere [7, 22] nem az egyensúlyi sokaság elméletére, hanem az (1) Boltzmann-féle elvre, pontosabban ennek (4) inverzére alapul. Tétélezzük fel, hogy a vizsgált rendszer makroszkopikus állapotai valamely x paramétertől függenek, és az egyensúlyi állapothoz az $x = x_0$ érték tartozik. Akkor az egyensúlyi állapot közelében

$$S(x) = S(x_0) - \frac{\alpha}{2}(x - x_0)^2. \quad (13)$$

$(\partial S / \partial x)_{x=x_0} = 0$, $\alpha = -(\partial^2 S / \partial x^2)_{x=x_0} > 0$, mert egyensúlyban az entrópia maximális értéket vesz fel. Így az x értékhez tartozó állapot 1-re normált valószínűsége

$$w(x) = C \exp\left[-\alpha \frac{(x - x_0)^2}{2k}\right], \quad (14)$$

$$\int w(x) dx = 1,$$

és ebből következően

$$\langle x \rangle = \int w(x) x dx = x_0, \quad (15)$$

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \frac{k}{\alpha}. \quad (16)$$

Tanulságos a két módszert összehasonlítani. Ha $a = V$ a rendszer térfogata, akkor

$$A = -\frac{\partial H}{\partial V} \equiv \hat{p}$$

$$\langle A \rangle = \langle \hat{p} \rangle = -\frac{\partial F}{\partial V} = p$$

a nyomás, és ennek ingadozása (12) szerint

$$\langle \Delta p^2 \rangle = kT \left[\left\langle \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T \right\rangle^2 - \left\langle \left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial V} \right)_{Q,P'} \right\rangle \right], \quad (17)$$

míg (16) szerint

$$\langle \Delta p^2 \rangle = -kT \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_S \quad (18)$$

[22]. Az eredmények eltérésének két oka van. Egyensúlyban a nyomás ingadozását az energia és a térfogat ingadozása okozza. (17) levezetésénél az utóbbiból származó járulékot, ami éppen (17) jobb oldalának első tagját kompenzálja, figyelmen kívül hagytuk. A másik ok mélyebben fekvő. (17) jobb oldalának második tagja termodinamikai szempontból nem jól definiált. Ha szigorúan vesszük, hogy a térfogat változtatásánál az összes koordinátát és impulzust rögzítve kell tartani, akkor ezzel a „zavar” dinamikai csillapításának a lehetőségét kizárjuk, és ez irreálisan nagy nyomásingadozást eredményez. Másrészt a térfogat variálásánál a termodinamikai egyensúly csak akkor marad fenn, ha a változás lassú a molekuláris mozgás átlagos sebességéhez képest. Pontosabban akkor, ha a térfogatváltozás olyan lassú, hogy az energia ugyan változik, de az energia $\rho(H)$ eloszlása változatlan marad, és így (2) szerint $dS = 0$ (adiabatikus folyamat). Ezzel az interpretációval (17) megegyezik (18)-cal [25]. További példaként tekintsük a térfogat ingadozását (hengerbe zárt gáz, egyik végén szabadon mozgó dugattyúval)! Ha Gibbs módszerét kívánjuk alkalmazni, a p nyomást kell külső paraméterként választanunk (a dugattyút is a rendszerhez számítjuk). Más szóval, a

$$H \rightarrow K = H + pV, \quad F \rightarrow G = F + pV \quad (19)$$

transzformációval át kell térni a

$$\rho = \exp\left(\frac{G - H - pV}{kT}\right) \quad (20)$$

eloszlású kanonikus nyomássokasághoz,

$$\langle V \rangle = \frac{\partial G}{\partial p}, \quad (21)$$

$$\langle \Delta V^2 \rangle = kT \left[\left\langle \left(\frac{\partial^2 K}{\partial p^2} \right) \right\rangle - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial p^2} \right)_T \right]. \quad (22)$$

Mivel

$$\frac{\partial^2 K}{\partial p^2} = 0 \quad \text{és} \quad \frac{\partial^2 G}{\partial p^2} = \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T,$$

az eredmény

$$\langle \Delta V^2 \rangle = -kT \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T. \quad (23)$$

Másrészt, Einstein módszerét követve, $x = V$ -vel,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x} \right)_T = \left(\frac{\partial S(T, V)}{\partial V} \right)_T = \frac{p}{T} \quad \alpha = -\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T \frac{1}{T},$$

$$\langle \Delta V^2 \rangle = -kT \frac{1}{\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T}. \quad (24)$$

adódik. Látjuk, amíg $V = V(p, T)$ p -ben invertálható függvény, a két eredmény ismét megegyezik. Hogy a két módszer a vizsgált példákban azonos eredményre vezet, nem véletlen. A Boltzmann-féle elvből ugyanis következik, hogy egy izolált rendszer zárt részrendszerének egyensúlyi energiaeloszlása kanonikus.

Einstein módszere, mint említettük, fenomenologikus, és így általánosabb és közvetlenül alkalmazható ismert makroszkopikus állapotú rendszerekre. Példa erre a T hőmérsékletű, φ kilengésű torziós inga, melyre

$$\langle \varphi^2 \rangle = \frac{kT}{D} \quad (25)$$

adódik, ahol D a inga irányító nyomatéka. A (25) összefüggésből a k Boltzmann-állandó értéke meghatározható (1931). Einsteint k (ill. az Avogadro-szám) kísérleti meghatározásának problémája (kb. 1920-ig) behatóan foglalkoztatta. Ezzel szemben Gibbs módszere külön interpretációra szorul, és alkalmazása általában nehezekebb Einsteinénél.

Boltzmann vagy Gibbs?

Einstein 1917/18-as kurzusának jegyzete értékes dokumentum, mert kirajzolódik belőle Einstein egyéni felfogása a statisztikus mechanika alapjairól. Ez részben megegyezik és részben lényegesen eltér Gibbs és Boltzmann felfogásától. Einstein is használja a statisztikus sokaságokat, de csak a termodinamikai egyensúly esetében (és, mint említettük, a mikrokanonikus sokaságot dinamikai megfontolásokból származtatja). Bár több ízben igen elismerően nyilatkozott Gibbs munkásságáról [16d, 18], előadásaiban nem őt követi, és Gibbs általános entrópia-definícióját meg sem említi (talán szándékosan el is kerüli), helyette a $dS = dQ/T$ definíciót használja, jöllehet (2) Gibbs elméletének alapkövét képezi. Lehet, hogy Einstein Gibbs formális tárgyalásmódját didaktikai szempontból nem találta célszerűnek (mint később is több szerző [26]). Ha így is van, a fő ok mégis másban rejlik: Einstein az irreverzibilitás magyarázatát és az ingadozási jelenségek kvantitatív tárgyalását nem a statisztikus sokaságok elméletére, hanem a Boltzmann-féle elvre alapozta, amelyet azonban Boltzmann felfogásától eltérően az állapot valószínűségének fenomenologikus meghatározá-

saként értelmezett. A „Boltzmann vagy Gibbs?” kérdésre Einstein salamoni válasza tehát „Boltzmann és Gibbs”.

Az 1917/18-as kurzust követő években Einstein tevékenysége a statisztikus mechanika terén szemináriumára korlátozódik. 1921-ben megismerkedik Szilárd Leóval, aki attól kezdve ismételtlen kéri, hirdessen szemináriumot statisztikus mechanikáról. Ennek Einstein több ízben eleget is tett. A szemináriumokon részt vett, ha Berlinben volt, Neumann János és minden bizonnyal Wigner Jenő, Gábor Dénes, Polányi Mihály és talán Bay Zoltán is. Szilárd itt „próbálta ki” a tárgyat érintő munkáit [27], és (valószínűleg) itt érlelődtek meg Neumann János elgondolásai a kvantummechanika és a statisztikus mechanika kölcsönös kapcsolatáról is [28].

Mint Neumanntól tudjuk, a kvantummechanikai entrópiadefiníciójához (ami egyébként nem más, mint (2) átírása a kvantummechanika nyelvére), Szilárd adta az ötletet [29]. Jóllehet a Boltzmann-féle entrópiadefiníció (1) nem ültethető át a kvantummechanika operátorformalizmusába, helye a kvantumfizikában éppúgy megvan, mint a klasszikusban: W a kvantumállapotok száma. Boltzmann entrópiafogalmából bontakozott ki Szilárd merőben új interpretációja is, miszerint az entrópia a vizsgált rendszer állapotára vonatkozó ismerethiány kvantitatív mértéke. (Ezzel teljes összhangban van a későbbi információelmélet entrópiaki-fejezése, amely Gibbs definíciójára emlékeztet.)

A mai statisztikus fizika magában foglalja mind Boltzmann, mind Gibbs szemléletét. A szintézis, melyet Einstein Boltzmann és Gibbs elméleteinek elemeiből, valamint saját felismeréseiből hozott létre és egyetemi kurzusában körvonalazott, a fejlődés egy közbülső állomását jellemzi, de ma is megállja a helyét.



Köszönettel tartozom Polányi Jánosnak a számtalan jó tanácsért.

Irodalom

1. <http://echo.mpiwg-berlin.mpg.de/content/relativityrevolution/zabel>
2. GALÁNTAI J.: *Az első világháború* – Gondolat, Budapest, 1988.
3. A. FÖLSING: *Albert Einstein. Eine Biographie* – Suhrkamp, Frankfurt/M, 1993.
4. *Einstein on Peace* (szerk. O. Nathan, H. Norden) – Schocken, New York, 1968.

5. M. BORN in: *Albert Einstein/Max Born, Briefwechsel 1916–1955.* – Nymphenburger, München, 1969.
6. *Albert Einstein/Arnold Sommerfeld, Briefwechsel* (szerk. A. Hermann) – Schwabe & Co., Basel/Stuttgart, 1968.
7. R. KUBO ET AL.: *Statisztikus Mechanika* – Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1976.
8. HORVÁTH J.: *Termodinamika és Statisztikus Mechanika* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1970.
9. A. ROSENTHAL – Ann. Physik 42 (1913) 796; M. PLANCHEREL – Ann. Physik 42 (1913) 1061
10. J. SINAI in: *Statistical Mechanics, Foundations and Applications* (szerk. T.A. Bak) – Benjamin, New York, 1967.
11. J.W. GIBBS: *Elementary Principles of Statistical Mechanics* – Yale UP, New Haven, 1902; németül *Elementare Grundlagen der Statistischen Mechanik* (ford. E. Zermolo) – Teubner, Leipzig, 1905.
12. D. RUELLE: *Statistical Mechanics* – Benjamin, New York, 1969.
13. H. HAKEN: *Synergetics* – Springer, Berlin etc., 1977.
14. P. EHRENFEST, T. EHRENFEST: *Encykl. Math. Wiss.* IV/32, 1911; angol ford.: *The Conceptual Foundations of the Statistical Mechanics* – Cornell UP, Ithaca, 1959.
15. P. HERTZ in: WEBER-GANS: *Repertorium der Physik*, Bd. I/2. – Teubner, Leipzig, 1916.
16. A. EINSTEIN – Ann. Physik 9 (1902) 417; 11 (1903) 170; 14 (1904) 354; 34 (1911) 175
17. L. BOLTZMANN: *Vorlesungen über Gastheorie*, 2 Bde. – J.A. Barth, Leipzig, 1896/1898.
18. A. PAIS: „Subtle is the Lord...” *The Science and Life of Albert Einstein* – Oxford UP, Oxford etc., 1982.
19. M. BORN in: *Albert Einstein: Philosopher-Scientist* (Vol. 1). (szerk. A. Schlipp) – Open Court, La Salle, Ill., 1982.
20. M.J. KLEIN in: *Albert Einstein – Historical and Cultural Perspectives* (szerk. G. Holton, Y. Elkana) – Princeton UP, 1982.
21. A. EINSTEIN – Ann. Physik 22 (1907) 180; 22 (1907) 800; 33 (1910) 1275
22. L.D. LANDAU, E.M. LIFSHIC: *Elméleti Fizika, V. köt.: Statisztikus Fizika I.* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1981.
23. A. EINSTEIN – Ann. Physik 17 (1905) 549; Z. Electrochem. 14 (1908) 235
24. T.L. HILL: *Statistical Mechanics* – McGraw-Hill, New York, 1956.
25. M.J. KLEIN – Physica 26 (1960) 1073
26. Boltzmann módszerét követi (és általános statisztikának nevezi) még A. SOMMERFELD is 1952-ben megjelent tankönyvében (*Vorlesungen über Theoretische Physik Bd. V: Thermodynamik und Statistik* – Akad. Verl. Ges., Leipzig); a hazai szakirodalomban KÁROLYHÁZY F., MARX GY. NAGY E.: *Statisztikus Mechanika* – Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1965.
27. L. SZILÁRD – Z. Physik 32 (1925) 753; 53 (1929) 840
28. W. LANUETTE: *Genius in the Shadows: A biography of Leo Szilard* – Ch. Scriber's Sons, New York, 1992
29. NEUMANN J.: *A kvantummechanika alapjai* – Akadémiai Kiadó, Budapest 1980.

MEKKORÁK AZ ÜSTÖKÖSMAGOK?

Tóth Imre
MTA Konkoly Thege Miklós Csillagászati
Kutatóintézete, Budapest

Az üstökösök, kisbolygók, meteoroidok¹ a Naprendszer kisebb égitestjei. Közöttük az úgynevezett primitív kisebb égitestek, az üstökösök, kentaurok,² transzneptun objektumok³ és bizonyos típusú kisbolygók, különösen fonto-

sak a Naprendszer kialakulási körülményeinek megismerésében. Ezek az egyszerű felépítésű, őseredeti (primordiális) kis égitestek a bolygórendszerünk kialakulásakori maradékanyagok, amelyek belsejükben nagyrészt még szinte érintetlenül megőrizték a képződésükkor az ősi Naprendszerben végbement fizikai és kémiai folyamatok lenyomatát. Felszínük a kialakulásuk óta a szoláris és galaktikus sugárzások hatására átalakulhatott, valamint más kisebb égitestekkel (pl. meteoroidokkal, meteorokkal) való ütközések nyomait is őrzik. Jóllehet, a felszínük és ahhoz közeli rétegük a kialakulásuk óta eltelt igen

¹ A meteoritikus anyag és a kisbolygó- (aszteroid-) méret közötti 10^0 – 10^2 méteres kis égitestek.

² A Nap körül 5,2–30 CsE fél nagytengelyű ellipszispályán, a Jupiter és Neptunusz pályái között keringő kis égitestek. 1 CsE (Csillagászati Egység) a földpálya fél nagytengelye ($\approx 1,496 \cdot 10^8$ km).

³ A Neptunuszon túli aszteroidóv objektumai: Kuiper-öv, illetve a Szórt Korong Objektumok (SDO-k) is.

hosszú idő alatt módosult, de a felszín alatt a belsejükben ezeknek az átalakító folyamatoknak nem volt jelentős hatása. A legkisebb, de egyszerű őseredeti felépítésük miatt a legfontosabb, egyébként pedig a legrégebbi időktől fogva tanulmányozott kis égitestek az üstökösök. Az üstökösök kutatásának alapkérdése az, hogy milyen az üstökös magja (mérete, alakja, forgása, színe, albedója, azaz fényvisszaverő képessége, termális tulajdonságai stb.), milyen a felszíni és belső szerkezete, miből van, hol és hogyan keletkezett. Ebben a cikkben először nagyon röviden összefoglalom az idevonatkozó legfontosabb ismereteket az üstökösök magjáról, majd utána a magok mérete és közelítő alakja meghatározásával kapcsolatos legújabb eredményeket ismertetem.

Az üstökösökről röviden

Az üstökösök szublimációra képes, jeges-poros őseredeti kis égitestek. Egyébként az aktív üstökösökön kívül a többi primitív kisebb égitest közül néhány szintén mutat szublimációs aktivitást. A szublimáció következtében a kis égitest lassan tömeget veszít, mérete csökken, alakja megváltozik, illetve felszínének geológiai szerkezete is jelentősen átalakul. Az üstökösök magja ugyanis a Naphoz közeli pályaszakaszon – de több esetben a Naptól nagyon távol is – kigázósodást mutat: a magot alkotó jeges (főleg vízjég, szén-monoxid, szén-dioxid) szublimálnak, és a bennük cementált poranyag is kiszabadul, amelyből kialakul az üstökös kómája, és kifejlődnek a gáz- és porcsóvíai. A kóma tulajdonképpen nem kötött légkör, mert a kisméretű mag gyenge gravitációja nem képes megtartani a kiszabadult gáz- és poranyagot. Az üstökös fizikai, illetve fenomenológiai definíciója a magban nagy tömegben jeges poranyag és permanens kóma meglétét követeli meg. Továbbá, ezenkívül van még a pályaelemeket figyelembe vevő égi mechanikai definíció is. A legutóbbi években ugyanis egy korszerű, az égi mechanika mélyebb összefüggéseire alapuló osztályozás kezd elterjedni: ez pedig a Nap – Jupiter – kis égitest (üstökös) kör korlátozott háromtest-probléma *Tisserand-paraméterén*⁴ (T_J) alapul. Ezek szerint vannak ekliptikai üstökösök (*Ecliptic Comet*, EC), amelyek a Jupiter-család üstökösösei ($2 < T_J < 3$) plusz a Naprendszer belső térségeibe is ellátogató 2P/Encke üstökös ($T_J = 3,03$) és a hozzá hasonló objektumok csoportja. A többiek a közel izotróp pályaeloszlású üstökösök (*Nearly-isotropic Comet*, NIC), amelyekre $T_J < 2$. Ez a csoport is két komponensből áll: az Oort-felhőből az első visszatérésüket átélőkből, valamint az ismert Halley-típusúakból.

⁴ Tisserand-paraméter: $T_J = a_J/a + 2[(1 - e^2)a/a_J]^{1/2} \cos(i)$, ahol a_J a Jupiter pályájának fél nagytengelye, a a kis égitest pályájának fél nagytengelye, e az excentricitása, és i a Jupiter – kis égitest pályái közötti kölcsönös pályahajlás szöge. A kör korlátozott háromtest-probléma T_J paramétere jó közelítés hosszú időn keresztül a valódi Naprendszerben való mozgás jellemzésére annak ellenére, hogy a valóságban a többi nagybolygó perturbációs hatása is jelen van, illetve az üstökösök mozgását az úgynevezett nem gravitációs eredetű, az aktivitásukkal összefüggő „rakétaszzerű” erőhatások is befolyásolhatják, sőt sok ekliptikai és Halley-típusú üstökös pályája kaotikus.

Az üstökösöknek alapvetően két nagy forrásvidéke, rezervoárja van a Naprendszerben: egy gömbszimmetrikus térrész, amely néhány tízezer csillagászati egység távolságnál kezdődik és mintegy 1–1,5 fényév távolságig terjed ki a Naptól, gyakorlatilag addig a távolságig, ameddig a Nap gravitációs hatása dominál. Ez az Oort-féle üstökösfelhő, amely a becslések szerint mintegy billió (10^{12}) kis jeges-poros üstökösöt tartalmaz. Az Oort-felhő a forrása a közel izotróp pályaeloszlású üstökösöknek. A másik forrásvidéke az üstökösöknek a Neptunusz bolygó pályáján túl elhelyezkedő transzneptun övezet, amelynek része a Kuiper-öv és a Szórt Korong Objektumok (SDO-k). Ez az ekliptikai üstökösök fő forrása, utánpótlási övezete. Vannak nem üstököszerű (azaz nincs kómájuk), hanem kóma és csóva nélküli, aszteroidaszerű kis égitestek is igen elnyújtott ellipszispályán. Ezek az üstökösökre emlékeztető elnyújtott ellipszispályán mozognak, azonban nem mutatnak sem kómát, sem csóvát, mint az üstökösök, amikor bekerülnek a Naprendszer belső térségeibe. Ezek egy része igazi, közetszerű (nem poros jég) aszteroida és nem üstökös. Egy másik részük azonban hosszú ideig aszteroidaszerű, kóma nélküli objektum, majd a Naphoz közeli pályaszakaszon üstököszerű aktivitást mutat. Pályájuk alapján ezek a kisbolygó vagy kisbolygó/üstökös átmeneti objektumok, az úgynevezett *damokloidok*, az 5335 Damocles névadó aszteroida után elnevezve. Ezekre $T_J < 2$, vagyis eredetüket tekintve Oort-felhőből eredő objektumok. Sőt olyan objektumok is vannak, amelyek tipikusan kisbolygószerű pályán keringenek ($T_J > 3$), de mégis időnként üstökösaktivitást is mutatnak. Ma még nem ismerjük igazán ezeket az objektumokat, és a kutatásuk a jövőben is folytatódik majd. Látható, hogy az üstökösjelenséget mutató objektumok osztályozása nem mindig találkozik a klasszikus üstökösfogalommal (pl. elnyújtott pálya), átfedések lehetnek a kisbolygók tulajdonságaival vagy már inaktív „alvó” üstökösökkel is szó lehet.

A földi megfigyelések és az űrszondák eredményei alapján az üstökösök a Naprendszer legsötétebb égitestjei: igen alacsony a felületük fényvisszaverő képessége (a geometriai albedójuk $0,04 \pm 0,02$). Méretük szubkilométerestől legfeljebb néhány száz tíz kilométeresig terjed. E sorok írójának a Hubble-űrtávcsöve (HST) egy nemzetközi munkacsoportban folytatott vizsgálatai szerint az ekliptikai üstökösök legtöbbször szubkilométeres méretű, és csak igen kevés több kilométeres EC üstökösök lehet.

Fontos folyamat a kis égitestek szétesése, mert ennek következtében keletkezett magtöredékek, fragmentumok az eredeti nagyobb test belsejéből származnak, és az őseredeti (primordiális) anyagról hordoznak információt: például gyakori esemény az üstökösök szétesése. Az üstökösök gyakran és eredetüktől függetlenül a pályájuk mentén bárhol szétesnek, teljesen feldarabolódnak, és poros, meteoritikus anyag marad vissza szétszórva a pálya mentén. Ma még nem tudjuk, milyen folyamatok vezetnek az üstökösök széteséséhez, de nyilván a törékeny, laza szerkezetük megkönnyíti a dezintegrálódásukat. Például a C/1999 S4 (LINEAR) Oort-felhő üstökösökének teljes szétesésének megfigyelése a HST és

VLT-vel⁵ is alátámasztja azt, hogy a mag építőelemei legfeljebb tíz és száz méter közöttiek (*Weaver, Sekanina, Tóth* és mások, 2001). Megjegyezzük, hogy az Oort-felhő üstökösseiről olyan kevés megfigyelés áll rendelkezésre, hogy nem ismerjük a magok tulajdonságait, illetve méreteloszlását, amely többek között az Oort-felhő tömegére vonatkozó becslést lehetővé tenné. Az Oort-felhő üstökösseinek megismerésében a jövő nagy teleszkópjaitól várunk jelentős előrelépést.

A mai elméletek szerint a Naprendszer ősködének primitív, jeges poranyagából kialakult üstökös-mag-alkotó építőelemek, blokkok mintegy 70–100 méter méretűek lehetnek: ezek a kometezimálok vagy üstökös-mag-kezdemények, hasonlóan a többi égitestet felépítő planetézimálokhoz, bolygó-kezdeményekhez. Tehát ezen modell szerint kisebb-nagyobb építoblokkokból tevődik össze a mag. Az üstökös-magok igen törékeny, kis belső összetartó erővel egyben tartott égitestek, a mag egybentartásában nagy szerepe van az egyes építőelemek közötti gravitációs vonzásnak is. Nem tudjuk azonban, hogy ezen építőelemeknek milyen a belső finomszerkezete, milyen szorosan töltik ki az üstökös-mag belsejét, de a magok kis átlagsűrűsége ($0,3\text{--}1,0\text{ g cm}^{-3}$) porózus, üreges belső szerkezetre utal. 2004-ben azonban éppen a Stardust („Csillagpor”) űrszondaközeli képfelvételei a 81P/Wild 2 ekliptikai üstökös magjáról rámutattak arra, hogy ez az üstökös-mag inkább egy tömbből álló monolit, és nem a fent vázolt klasszikus modellnek megfelelő 70–100 méteres építoblokkokból összetevődő test. A 81P/Wild 2 magjában jelentős szerepe van a belső összetartó erőnek és nem a gravitációnak, mint azt a klasszikus építőelem-modell feltételezi. Tehát a Stardust eredményei után az üstökös-magok keletkezéséről, felépítéséről alkotott modelleket újra kell majd gondolni, illetve felvetődik, hogy az üstökösök belső szerkezete egymástól eltérő lehet.

Méret és alak meghatározása

Helyszíni (in situ) vizsgálatok űrszondákkal

Az ideális vizsgálati módszer az, ha űrszondát küldünk az üstököshöz, lehetőleg minél közelebb a maghoz, esetleg a felszínére. Eddig csak három üstökös magjáról készültek közeli képfelvételek *in situ* űrszondák segítségével: 1P/Halley (VEGA 1 és 2; Giotto, 1986), 19P/Borrelly (Deep Space 1, 2001), 81P/Wild 2 (Stardust, 2004) (*1. ábra*). Az *1. táblázat* foglalja össze az ismert méretű és alakú üstökös-magok adatait: ezek a fenti *in situ* üstökös-szondák képfelvételeinek elemzéséből adódtak, valamint a 10P/Tempel 2 üstökösről földi teleszkópokkal készített megfigyelésekből kapott eredmények. E sorok írója részt vett a nemzetközi VEGA űrprogramban, a MTA KFKI Ré-

1. táblázat			
Ismert méretű és alakú üstökös-magok			
üstökös	$a \times b \times c$ (km \times km \times km)	1 : a/b : a/c	megjegyzés
1P/Halley	$7,65 \pm 0,25 \times 3,61 \pm 0,25 \times 3,61 \pm 0,25$	1 : 2,13 : 2,13	(1)
	$7,21 \pm 0,15 \times 3,7 \pm 0,1 \times 3,7 \pm 0,1$	1 : 1,95 : 1,95	(2)
10P/Tempel 2	$8 \times 4 \times 4$	1 : 2,0, $c = b$	(3)
	$8,2 \times 4,9 \times 3,5$	1 : 1,67 : 2,34	(4)
19P/Borrelly	$4,0 \pm 0,1 \times 1,60 \pm 0,02 \times 1,60 \pm 0,02$	1 : 2,5, $c = b$	(5)
	$4,4 \pm 0,15 \times 1,80 \pm 0,08 \times 1,80 \pm 0,08$	1 : 2,4, $c = b$	(6)
81P/Wild 2	$2,75 \pm 0,05 \times 2,00 \pm 0,05 \times 1,65 \pm 0,05$	1 : 1,38 : 1,67	(7)

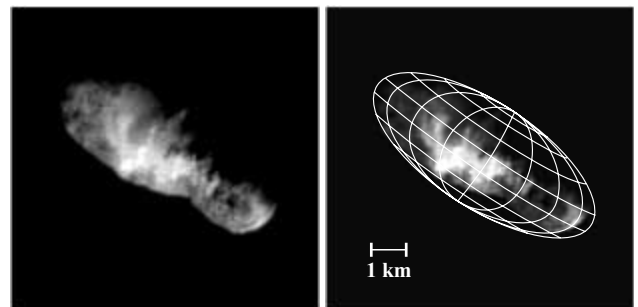
Megjegyzés:

- (1) VEGA 1, 2, közeli elrepülés, képfelvételek, 1986.
- (2) Giotto HMC, közeli elrepülés, képfelvételek, 1986.
- (3) Földi teleszkóppal CCD fotometria, 1989.
- (4) Földi teleszkóppal megfigyelések és modell, 1989.
- (5) Deep Space 1 MICAS (*Miniature Integrated Camera Spectrometer*), közeli elrepülés, képfelvételek, 2001.
- (6) HST WFPC2 nagy precizitású fotometria, 1994.
- (7) Stardust OpNav kamera, közeli elrepülés, képfelvételek, 2004.

szecske- és Magfizikai Kutatóintézete által fővállalkozásban készített fedélzeti televíziós képfelvevő rendszer elkészítésében és *Szegő Károly* irányításával a tudományos adatok kiértékelésében, valamint 1994-ben egy francia–amerikai munkacsoportban a 19P/Borrelly üstökös magjának a HST új *Bolygó-kamerájával* (*Wide-Field Planetary Camera 2*, WFPC2) történt fotometriai megfigyelésében. A HST nagy precizitású fotometriai adataiból a mag alakját sikerült egy közelítő modellel leírni 1994-ben. Ez az elnyújtott ellipszoidmodell ($a > b = c$, ahol a fél tengelyek a , b és c) kitűnő egyezést mutat a NASA Deep Space 1 űrszondaközeli felvételei alapján 2001-ben meghatározott magméretekkel: a modell ellipszoid alakú, és konvex burka a 19P/Borrelly elnyújtott alakú magjának (*1. táblázat*, *1. ábra*).

Több helyszíni űrszonda is végez vizsgálatokat közvetlen közelről üstökös-magok méretének, alakjának és fizikai paramétereinek, szerkezetének meghatározása céljából, és követi végig aktivitásukat. A NASA Discovery Mission programja keretében 2005. január 12-én indított Deep Impact űrszonda készített képfelvételeket a 9P/Tempel 1 (EC) üstökös magjáról, és abba egy 370 kg tö-

1. ábra. Balra: a 19P/Borrelly üstökös magjáról a NASA Deep Space 1 (DS1) űrszondája által készített legközelebbi kép (2001. szeptember 22.). A szabálytalan alakú test konkáv, a kép síkjából kifelé hajlik, a megfigyelő felé. Jobbra: ez a kép és a HST PC2-vel 1994-ben készült megfigyelésekből meghatározott méret és alak alapján készített elnyújtott forgásiellipszoid-modell együt jól illeszkedik.



⁵ *Very Large Telescope*, Európai Déli Observatórium (ESO), Chile.

megű, rézből készült próbatestet irányít bele mintegy 10 km másodpercenkénti sebességgel 2005. július 5-én Közép-európai Zónaidő szerint. A továbbrepülő szonda kamerája a próbatest becsapódásának következményeit is végigköveti a tervek szerint. Várható, hogy a becsapódás egy új aktív területet hoz létre. Az ESA Horizon 2000 programja keretében a 2004. március 2-án indított Rosetta űrszonda a 67P/Churyumov–Gerasimenko üstökös magját fogja tanulmányozni majd 2014/2015-ben hosszú időn át keringő és leszálló egységgel is. A NASA Discovery Mission programja keretében még csak tervezés alatt áll az Odyssey Comet Nucleus Orbiter, amely a tervek szerint 2009. október 15-én indulna el, és 2013. október 13-án érné el úti célját a 46P/Wirtanen ekliptikai üstököst, amelynek magja körüli pályán hosszú időn keresztül (mintegy 9 hónapig) végezne megfigyeléseket és méréseket (régábbi terv szerint a 22P/Kopff ekliptikai üstököst látogatta volna meg). A HST-vel sikerült már mindegyik, itt említett űrprogram célüstökösének magját megfigyelni nemzetközi kutatási programok keretében.⁶ A helyszíni űrszondákkal – bár igen részletesen – csak néhány üstökös vizsgálható, vagyis nyilvánvalóan nem szolgáltathatnak sok objektumról adatot, azonban mérőföldkövek a Naprendszer megismerésében.

Radarcsillagászati megfigyelések

Az égitesteket távolról is meg lehet figyelni a radarcsillagászati technika eszközeivel. A megfigyelésekből a célobjektumok mérete (radar keresztmetszete), alakja, forgási paraméterei, esetleg felszíni alakzatai, a felszín elektromos tulajdonságai (dielektromos állandó, polarizáció) meghatározhatók, továbbá a radaralbedő és a felszínen az anyag tömegsűrűsége is megbecsülhető. Ezenkívül az égitest pontos távolsága és térbeli sebessége, valamint pozíciója is meghatározható, és mindezekből a Nap körüli keringési pályája is kiszámítható. Amennyiben az üstökös magot por- vagy törmelékfelhő veszi körül cm-es, dm-es szemcsékből, akkor az abban levő porszemcsék méreteloszlása és össztömege is megbecsülhető. A radarcsillagászati megfigyelések nehézsége a következőképpen érzékeltethető. Egy kisméretű égitestről is elegendő radarvisszhangjelet kell visszakapni a zajhoz képest a kiértékeléshez. A jel/zaj viszony (SNR) a visszhangjel teljesítménye a vevő r.m.s. zajához viszonyítva:

$$SNR \sim R_{tar}^{-4} D_{tar}^{3/2} A^2 P_{tx} P_{rot}^{1/2} \Delta t^{1/2}, \quad (1)$$

ahol R_{tar} a célobjektum (target) távolsága, D_{tar} a célobjektum karakterisztikus radarátmérője, A a rádióteleszkóp (radarantenna) apertúrája, P_{tx} a kibocsátott jel teljesítménye, P_{rot} a céltárgy forgási periódusa, Δt az integrációs

idő. Látható, hogy a távolabbi objektumokra adott apertúránál ugyanakkora jel/zaj viszony eléréséhez az integrációs idő megnő $\Delta t \sim R_{tar}^8 A^{-4}$ szerint. Ezért a kis radarjel adó objektumok (üstökösök, kisbolygók) esetén a radarmegfigyeléseket kis földtávolságban, nagy apertúrájú és teljesítményű antennával, hosszú integrációs idővel lehet csak végezni. Az első, radarral megfigyelt üstökös a 2P/Encke volt (1980), amelyet az arecibói 305 méteres rádióteleszkóppal figyeltek meg radar üzemmódban az S-sávban (12,8 cm). Rádiuszára akkor 2,2 km-t határoztak meg. 1980–2002 között kilenc üstököst is megfigyeltek, de csak két esetben érte el az $SNR = 4$ -et: C/1983 H1 (IRAS–Araki–Alcock) rádiuszára 4,4 km és C/1996 B2 (Hyakutake) rádiuszára 2,1–2,4 km adódott. Az utóbbi években arecibói radart jelentősen modernizálták, aminek következtében például 1/20-ad részére csökkent a szükséges integrációs idő (Δt). 2003 novemberében a 2P/Encke-üstököst újból megfigyelték a földközelsége idején a felújított arecibói radarral az S-sávban. A radarkeresztmetszetre 0,84 km²-t kaptak, hasonlóan az 1980-ban mért értékhez. A radar albedója 0,055 (hasonló a látható színkép-tartománybelihez), a forgási periódusa 11,1 óra. A radarmegfigyelések egy 9,2 km hosszú (elnyújtott alakú) magot jeleznek. Felszínén az anyag tömegsűrűsége 0,5–1,0 g cm⁻³, ami megfelel az üstökösökra feltételezett átlagos sűrűségnek. A maghoz közel nem volt radarral kimutatható porszemcsefelhő. Bár a radarmódszer elég pontos eredményt ad, segítségével azonban csak néhány üstökös vizsgálható. A jövőben újabb és újabb radarcsillagászati módszereket alkalmaznak a jel/zaj viszony és a felbontás növelésére.

Csillagfedések (okkultációk) megfigyelése

Nagyon ritka esetben a látszó égi mozgása során az üstökös mag elfedhet egy távoli csillagot, és ez a fedés meg is figyelhető. A csillag fényét a hozzánk közelebb mozgó üstökös magja kitakarja, és a fedés időtartama, a látszó égi szögeltérülés, valamint a magnak a megfigyelőtől való távolságából kilométerben kiszámítható a fedési húr hossza, amely kisebb vagy egyenlő a kis égitest legnagyobb méretével. A fedési hurok hossza attól is függ, hogy a Föld felszínén honnan figyelik meg a kis égitestet: 1 ívmásodpercnél kisebb eltérés a hurok pozíciójában több 100 vagy 1000 km eltérést jelent a Föld felszínén. Több húr hosszának megmérése több földrajzi helyről lehetővé teszi a kis égitest méretének, alakjának közelítő meghatározását. Nagyobb kisbolygók esetében már többször alkalmazták a csillagfedések geometriai, asztrometriai módszerét más méretmeghatározási módszerek, például radiometriai, fotometriai módszerek független ellenőrzésére. Az üstökösök fényes, zavaró, aktív kóma veszi körül, ami a csillagszerű megjelenésű aszteroidokhoz képest igen megnehezíti a csillagfedések megfigyelését. A Hale–Bopp (C/1995 O1) üstökösre sikerült egy húr hosszát megmérni, aminek alapján a rádiuszának 48 km-nél nagyobbak kell lenni. Továbbá, a nagyméretű Chiron kentaur (amikor kevésbé aktív volt) esetében egy csillagfedésből a rádiuszának alsó határa 90 ± 7 km, de ezt összevetve több más radiometriai (80 km) és infravö-

⁶ Ezek a 9P/Tempel 1, 22P/Kopff, 46P/Wirtanen, és 67P/Churyumov–Gerasimenko, illetve az útközben elveszett CONTOUR űrszondáé, a 73P/Schwassmann–Wachmann 3 voltak. A 67P/Churyumov–Gerasimenkóról HST PC2 és Spitzer (NASA *Space Infrared Telescope Facility*, SIRTf) infravörös megfigyeléseket is készítettünk 2003/2004-ben, továbbá a HST ACS/HRC-vel (*Advanced Camera for Surveys*) a 9P/Tempel 1 magjáról is készítettünk fénygörbe-megfigyelést 2004-ben. A kutatást *Philippe L. Lamy* (CNRS, Franciaország) vezeti.

rös csillagászati (*Infrared Space Observatory*, ISO) megfigyeléssel (71 ± 5 km), azt lehet mondani, hogy a csillagfedés módszere nem adott pontos eredményt. Csillagfedések megfigyeléséből a kis égitestek méretére és alakjára nem várhatunk statisztikusan elegendően sok, illetve pontos eredményt.

Indirekt becslések: aktivitás, nem gravitációs pályamódosító erők hatása

Csak a teljesség kedvéért említjük meg, hogy régebben a nem gravitációs erőket és az üstökösök aktivitásának mértékét is felhasználták a méretük indirekt becslésére. Az aktív üstökösök Nap körüli keringését ugyanis a gravitáción kívül a magból kiáramló anyag rakétaszerű erőhatásokkal gyorsítja, lassítja. Kérdés, hogy adott nem gravitációs erő mekkora tömegű magot tud gyorsítani, illetve adott közepes tömegsűrűséget feltételezve, milyen méretű lehet a mag. A másik becslési módszer azt számítja ki, hogy az üstökösök adott aktivitásához, a másodpercenként kibocsátott gáz- és portömeghez, mekkora mag szükséges (itt az aktív felület arányát is ismerni kell). Mindkét módszer a valódi méret többszörösét adja, tehát ezeknek a közvetett becsléseknek elég nagy a hibája, és ma már nem alkalmazzák ezeket a méret meghatározására. Azt azonban igen, ha ismert a mag mérete, akkor a nem gravitációs erők modellezésével a mag átlagos tömegsűrűsége megbecsülhető, illetve a mag méretét és aktivitását ismerve az aktív felület arányát lehet becsülni, azaz hogy a mag felszínének hányad része aktív.

Optikai és termális infravörös csillagászati megfigyelések

Az üstökösök legtöbbje naptávolban kóma nélküli pontforrás, de akkor halvány és kis jelet ad. Napközben viszont a mag fényes ugyan, de jelentős zavaró aktív és fényes kóma veszi körül. Sőt ma már egyre több üstökösről derül az ki, hogy naptávolban is kómát fejleszt, így a vélt csillagszerű megjelenés mellett a nem felbontott kóma fénye is jelentősen hozzájárul a mag fényességéhez, ami meghamisítja a mag fotometriáját. Ezen okok miatt ma már a nagy teleszkópok és új kiértékelési módszerek alkalmazásával a mag és a kóma fényességjelölkeit el kell és el is tudjuk különíteni. A mai optikai csillagászat a csúcstechnológia adta eszközeivel lehetőséget nyújt a kisméretű és halvány üstökösök nagy pontosságú fotometriai megfigyelésére a magokat körülvevő aktív és fényes kóma ellenére is (2–4. ábra). A HST kitűnő minőségű, nagyfelbontású optikája és érzékeny detektorokkal ellátott kamerái a földi légkör zavaró hatásaitól mentes képfelvételeket készítenek, és megfelelő kontrasztal emelik ki, „húzzák ki” a magot a kómából. Az első *Széles Látómezejű Bolygókamera*t (WFPC) a javított optikájú új *Bolygókamera* váltotta fel (PC2), és ezt ma már az új generációs, még nagyobb felbontású és érzékenységgű ACS/HRC (*Advanced Camera for Surveys/High Resolution Channel*) követi. A Föld felszínén csak az adaptív optikával felszerelt nagy teleszkópok vehetik fel – jó esetben – a versenyt az űrtávcsövel: például VLT 8

méteres teleszkópjai, amelyeknél állandóan számítógép korrigálja a földi légkör és távcsőmechanika okozta kép torzulásokat, valamint a Keck-, a Gemini-teleszkópok és hasonló. Kisebb földi távcsövekhez képest csak a HST és a nagy teleszkópok adaptív optikával adnak ma már elfogadható pontosságú adatokat az üstökösök magjáról.

A HST-vel készített üstökös megfigyeléseknek hosszú időre, több mint egy évtizedre visszatekintő múltja van, és ebben a programban e sorok írója is részt vesz. Még a régi WFPC-kamerával történt a 4P/Faye 1991-es megfigyelése és magméretének meghatározása, a kóma és aktivitásának vizsgálata. Eddig összesen 32 ekliptikai, főleg a Jupiter-családba tartozó üstökös magjának méretét és maghoz közeli kómájának tulajdonságait sikerült meghatározni, valamint az 55P/Tempel–Tuttle és Hale–Bopp (C/1995 O1) Oort-felhőbeli üstökösökét is. A HST optikai tartományban kapott mérési adatait több esetben az ISO (ISOCAM), illetve az új infravörös űrteleszkóp, a Spitzer (MIPS)⁷ infravörös megfigyelései egészítették ki ugyanarról az üstökösökről.

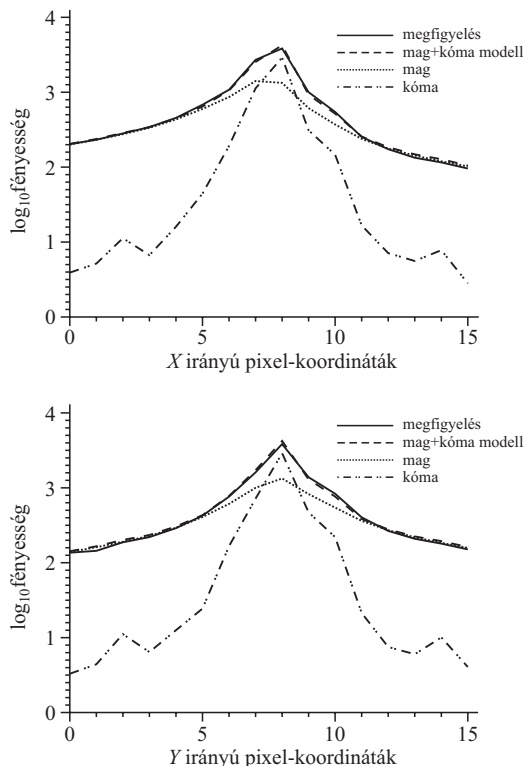
Az adatfeldolgozásban a kulcskérdés az, hogy az üstökös magjának fényét el kell különíteni az aktív kómától. A jó mag/kóma kontraszt elérését a HST kitűnő optikai tulajdonságai, nagy felbontása és a megfigyeléseknek a földi légkör zavaró hatásaitól való mentessége lehetővé teszi. A tapasztalat szerint az üstökös maghoz közeli kóma optikailag vékony még a nagyon aktívknál is (Halley, Hale–Bopp), és esetleg csak a fényesebb *jetek* fedik el kis szakaszon a mag peremét. Az üstökös megfigyelt fényességeloszlása a kómamodell + mag fényességének összegeként modellezhető:

$$B(\rho) = \left[\frac{k_c}{\rho} + k_n \delta(\rho) \right] * PSF, \quad (2)$$

ahol ρ a magtól mért radiális távolság a kép síkjában (a látóirányra merőleges síkban), δ a Dirac-delta függvény, és $*$ a konvolúció operátora. Az első tag a kóma járulékát jelenti egy k_c skálafaktorral, a második tag pedig a magét egy k_n skálafaktorral. A k_c és k_n faktorokat a modellnek a megfigyelt fényeloszláshoz való illesztése által kell meghatározni. A fenti esetben egyszerű kómáról van szó, amelyben a fényesség $1/\rho$ szerint változik a magtól mért távolsággal a képsíkban. Bonyolultabb, igen aktív kóma fényességeloszlása a kép síkjában mért azimutuszögtől való paraméterfüggéssel írható le. *PSF* a pontszórási függvény (*Point Spread Function*), amely a HST esetében modellezhető, szintetikus elállítható a teleszkóp, szűrőrendszer és a detektor ismert, esetleg időben lassan változó paramétereinek, így az optikai paraméterek, *jitter*⁸ ismeretében az Űrteleszkóp Intézet (STScI) TinyTIM szoftvere segítségével. Egy HST képelemnek (pixelnek)

⁷ ISO: *Infrared Space Observatory*, ISOCAM: *ISO Camera*. Spitzer: *Spitzer Space Telescope* (NASA/SST), *Lyman Spitzer Jr.* amerikai csillagásztól elnevezett, korábbi nevén *Space Infrared Telescope Facility* (SIRTF), infravörös űrteleszkóp. MIPS: *Multi-Band Imaging Photometer for Spitzer*.

⁸ Jitter-jelenség: a teleszkóp mechanikai rezgései, vibrációi miatt a *PSF* kiszélesedik, torzul, az energiát nem a centrumba koncentrálja. Ezt a *PSF* generálásakor figyelembe lehet venni.

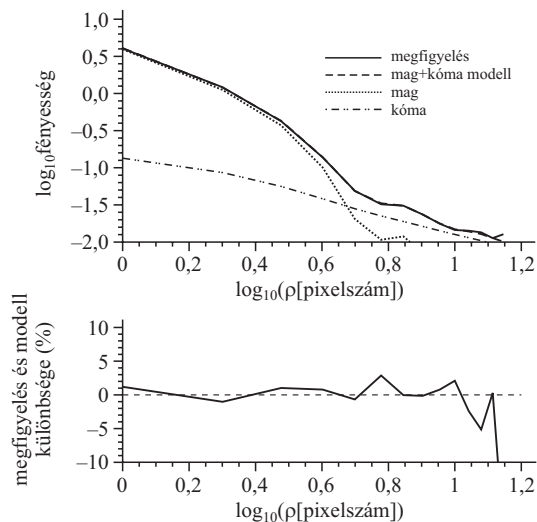


2. ábra. A 19P/Borrelly ekliptikai üstökös magjáról a HST PC2-vel 1994-ben készített képek egyikén a magot tartalmazó képelemen keresztül X és Y irányban felvett fényességprofilok (X : fenti, Y : lenti ábra). A vízszintes tengelyen eredeti képelem-koordináták, a függőleges tengelyeken expozíciós időre normált digitális fényességértékek (DN/s) vannak. Fent: a megfigyelést a folytonos vastag vonal, az illesztett mag+kóma-modellt a szaggatott vonal jelzi: a modell jól illeszkedik a megfigyeléshez. A mag és kóma fényességprofiljai egymástól elkülönülnek (jó az elkülönítési kontraszt).

az üstökös távolságába vetített méretén belüliek a megfigyelt üstökös magok, tehát egy pixelen belül lokalizáltak. Egy pixel négyzet alakú: PC2-nél 0,0455 ívmásodperc, az ACS-nél 0,0250 ívmásodperc szögfelbontással. A mag szubpixel lokalizációjához, azaz hogy hol van a mag az eredeti pixelen belül, az illesztéshez használt modelleket a HST pixelnél finomabb skálán készítjük el. Ezen a finomabb skálán a mag (x_n, y_n) helyzete meghatározható. A k_n, k_c skálafaktorokat, valamint a mag (x_n, y_n) pozícióját a megfigyelt kép (adatok) eredeti pixeleivel való összehasonlítással illesztjük (paraméterillesztés). A finomabb felbontású skáláról az eredeti pixelskálára történő visszaterítés integrálással történik, amikor is a szubpixeleket felösszegezzük az eredeti pixelre, és a Q mennyiség minimalizálásával kapjuk a legjobb paraméterillesztést:

$$Q(x_n, y_n, k_n, k_c) = \left| \iint_{x,y} \left\{ \left[\frac{k_c}{\rho} + k_n \delta(\rho) \right] * PSF \right\} dx dy - \text{adatok} \right| \quad (3)$$

Az illesztés alkalmazható az (X, Y) képelemsíkon, valamint a kép (ρ, θ) polártranszformáltjában felvett fényességprofilokra is, ahol ρ a magot tartalmazó pixeltől (optocentertől) mért távolság, θ a síkbeli polárszög. Mindkét módszerrel igen jó illesztés érhető el, amit a 19P/Borrelly



3. ábra. A 67P/Churyumov-Gerasimenko ekliptikai üstökös magjáról a HST PC2-vel 2003-ban készített képek egyikén a mag és kóma fényének elkülönítése a kép polártranszformáltján a minden ρ távolságnál θ szerint körbeátlagolt profilokkal. A vízszintes tengelyen eredeti képelem-koordináták 10-es alapú logaritmus, a függőleges tengelyeken expozíciós időre normált digitális fényességértékek (DN/s) vannak. Fent: a megfigyelést a folytonos vastag vonal, az illesztett mag+kóma-modellt a szaggatott vonal jelzi: a modell jól illeszkedik a megfigyeléshez. A mag és kóma fényességprofiljai egymástól elkülönülnek (jó az elkülönítési kontraszt). Lent: a megfigyelés-modellfényesség különbség százalékban kifejezve: a mag-képelemnél az eltérés igen kicsi: $\pm 1\%$.

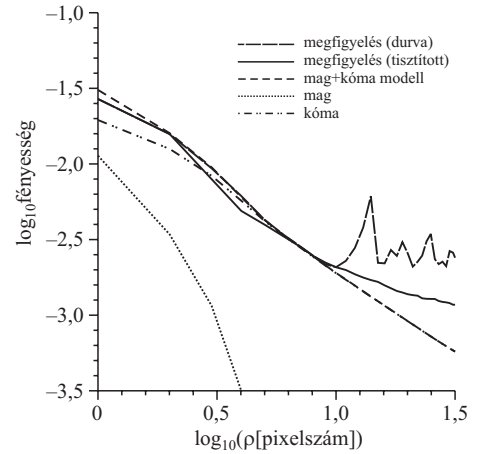
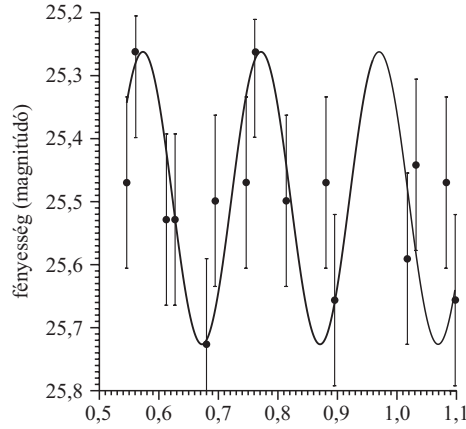
(2. ábra) és 67P/Churyumov-Gerasimenko (3. ábra) példái is mutatnak. A HST kameraival végzett fotometriához olyan fotometriai színszűrőkészlet is tartozik, amellyel a Landolt-Kron-Cousins széles sávú fotometriai rendszer realizálható. Az üstökös mag fényességének meghatározásában jelentkező hibák közül az illesztési hiba dominál a k_n -ben, ez általában 5% alatti. A detektorzajból adódó hiba ennél kisebb, valamint a fotometriai kalibráció hibája pedig 0,01 magnitúdó⁹ körüli. A kóma fénytől elkülönített (tőle szeparált, „kihúzott”) üstökös mag látszó fényességének és effektív rádiuszának a meghatározása a feladat. A tipikus fotometriai hiba körülbelül 0,01 magnitúdó, akkor ez például 1 km-es rádiuszban mintegy 0,02 km hibát jelent.

Ezután az üstökös mag effektív rádiusza a geometriai keresztmetszetből számítható ki a geometriai albedó, a fázisfüggvény, valamint a Nap adott fotometriai színtartományban való látszó fényessége ismeretében:

$$p_R \bar{C} = \frac{2,24 \cdot 10^{22} \pi r_b^2 \Delta^2 10^{0,4(m_\odot - m_r)}}{10^{-0,4\beta \alpha}}, \quad (4)$$

ahol p_R a geometriai albedó az adott spektrális sávban (itt R -ben), $\bar{C} = \pi R_{eff}^2$ a test effektív geometriai keresztmetszete (m^2), R_{eff} az effektív rádiusza (m); r_b, Δ a helio- és geocentrikus távolsága (CSE); m_\odot a Nap látszó fényessége az adott sávban, és m_r az objektum látszó fényessége az adott sávban; β a lineáris fázisfüggvény együtthatója (mag/fok), valamint α a Nap-fázisszög (fok), azaz a Nap-égitest-megfigyelő által bezárt szög. Az üstökösök mag-

⁹ Csillagászati fényességskála: az I_1/I_2 intenzitásarány logaritmikusan megfeleltetése: a magnitúdókülönbség $m_1 - m_2 = -2,5 \log_{10}(I_1/I_2)$.



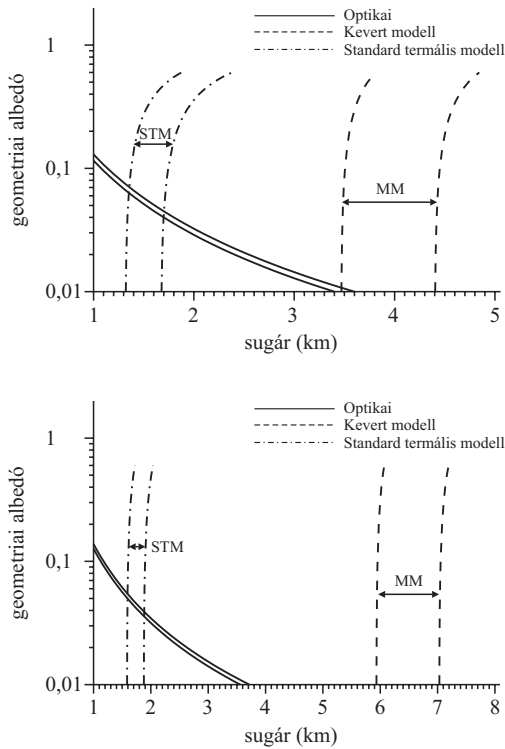
4. ábra. A 147P/Kushida–Muramatsu ekliptikai üstökös 2001. január 2-i megfigyelése a HST PC2-vel. Balra: a PC2 CCD-chipen az üstökös és környezete, és a sok kozmikus sugárzási nyom megfigyelt képe. Középen: a fotometriai fénygörbe a mag forgásából adódik. A mag igen halvány, 25–26 magnitúdó körül volt R (vörös) fotometriai szűrővel a megfigyeléskor, de a HST-vel fotometriai megfigyeléseket lehetett kapni róla. Jobbra: polártranszformációból kapott fényességprofilok a megfigyelés és modell (mag és kóma) jó illesztését mutatják (lásd még 3. ábrát). Ez az eddig megfigyelt legkisebb, még egészben lévő üstökös: effektív rádiusza $0,21 \pm 0,02$ km, azaz valódi szubkilométeres méretű.

jára a tapasztalat szerint a geometriai albedó az optikai tartományban 0,04, illetve fázistörvény együtthatója 0,04 mag/fok. Független albedó és fázisfüggvény meghatározás hiányában ezekkel az értékkel számolva a valósággal jól egyező üstökös-magméret határozható meg. Mivel a méret fordítottan arányos a geometriai albedó négyzetgyökével, így például egy ~ 3 -szor nagyobb albedó $1/\sqrt{3} \approx 0,86$ -szoros eltérést jelent a méretben. Amennyiben a fázistörvény együtthatója 2-es faktossal változik, akkor ez közel 2-es faktort jelent a méretben is. Bár az üstökös-magok albedóját nem sok üstökösre határozták meg, de értékük a $0,04 \pm 0,02$ tartományban van. Ezzel a behatárolással megegyeznek az eddigi helyszíni üstökösszondás vizsgálatok albedómeghatározásai is: az 1P/Halley magjára, valamint a 19P/Borrelly magjára a 4% albedó feltételezésével 1994-ben meghatározott méret és alak megegyezik a NASA Deep Space 1 űrszondának a Borrelly magja közelében 2001-ben végzett helyszíni vizsgálatának eredményeivel (1. ábra, 1. táblázat). A Borrelly magja mintegy fele akkora, mint a Halley-üstökösé.

Az üstökös-magok is forognak: vagy egyszerűen a legnagyobb főtengelyük irányában, vagy a kigázosodási, tömegvesztési folyamatok miatt gerjesztett állapotban, általában erőmentes, szabadon forgó pörgettyűként. A forgás a mérhető fénygörbéből kimutatható. Az üstökösök optikai és infravörös fotometriai megfigyelései alapján ugyanis a fénygörbe nem foltosságától ered (tehát nem a különböző albedójú vagy hőmérsékletű alakzatok okozta „foltosság” miatt van), hanem az elnyújtott, szabálytalan alakú test megfigyelő felé eső, láttható megvilágított felületének forgás miatt bekövetkező változásából adódik (4. ábra). A tapasztalat szerint az elnyúlt, szabálytalan alakú üstökös-magok és kisbolygók tengely körüli forgásuk miatt bekövetkező fényváltozása első közelítésben jól modellezhető egy a legrövidebb tengelye körül forgó, elnyújtott (*prolate*) forgási ellipszoiddal, amelynek fél nagytengelyeire $a > b = c$ és a test c körül egyenletesen forog. A fényváltozást a megfigyelő felé forduló időben periodikusan változó nagyságú, láttható megvilágított vetület területe (S) adja:

$$S(\phi) = \pi a b^2 \sqrt{\left(\frac{\sin^2 \phi}{a^2} + \frac{\cos^2 \phi}{b^2}\right) \sin^2 \xi + \frac{\cos^2 \xi}{b^2}}, \quad (5)$$

ahol $\phi = 2\pi/P(t - t_0)$ a forgás fázisszöge, P a forgási periódus, t és t_0 az idő és kezdőfázis időpontja, ξ a testtől a megfigyelő felé mutató vektor és a forgástengely iránya által bezárt szög, a rálátás szöge. A fenti képletben feltettünk, hogy a Nap mögöttünk van ($\alpha = 0^\circ$). Megjegyezzük, hogy a fénygörbék nemcsak a megfigyelhető megvilágított vetületi területet jelentik, hanem a test felszíni fényszórási paramétereitől való függést is a látható tartományban, infravörösben pedig a felszíni hőmérsékleti eloszlástól is. Szabálytalan alakú test felületén a domborzat, árnyékok és kitakarások is bonyolítják a valóság-hű fénygörbe-modellezést. Teljes fénygörbe megfigyelése esetén az a/b tengelyarány csak egy alsó határ lesz, mert nem ismert a rálátási szög, ugyanis nem feltétlenül merőlegesen nézzük a forgástengelyt. Csak a látóirányra merőleges forgástengely esetén figyelniük meg az igazi a/b arányt: amikor is a test a legnagyobb kiterjedését mutatja, akkor egy $S_{\max} = \pi ab$ területű ellipszist mutat felénk (fényesség maximuma), amikor a legkisebb kiterjedését mutatja („csúcsa” látszik a fényesség minimumakor), akkor egy $S_{\min} = \pi b^2$ területű ellipszist, tehát $S_{\max}/S_{\min} = a/b$. Ez a speciális geometriai helyzet azonban igen ritka. Statisztikai vizsgálatok szerint tetszőleges ξ rálátási szög-re különböző a/b arányú elnyúltság esetén a $\kappa \pi ab$ legnagyobb terület κ hányada a következő: $a/b = 1,5$ -re $\kappa = 0,924$, $a/b = 2$ -re $\kappa = 0,892$, és $a/b = 3$ -ra $\kappa = 0,866$. Sokszor nem ismert a fénygörbe, legfeljebb csak egy-két pontja. A pillanatnyi vetület területéből kiszámított effektív rádiusz $r_{n,a} = (S/\pi)^{1/2}$, $S = \kappa \pi ab$ esetén $\kappa^{1/2}$ -nel skálázható. Egy tipikus $a/b = 2$ tengelyirányú testre egy megfigyelés $r_{n,a} = 0,945(ab)^{1/2}$ effektív rádiuszt ad, vagyis ez 5,5%-on belül van a maximális $(ab)^{1/2}$ értékhez. A kis égitestek méreteloszlásának statisztikai vizsgálatára a térfogat-ekvivalens effektív rádiuszt használjuk, amelyre $r_{n,v}^3 = ab^2$. Az $r_{n,v}/r_{n,a}$ arány 1-hez közeli marad: $a/b = 1,5$ -re 0,972, $a/b = 2$ -re 0,943, és $a/b = 3$ -ra 0,895, tehát a



5. ábra. Fent a 22P/Kopff (ekliptikai) és lent az 55P/Tempel-Tuttle (Halley-típusú) üstökösök magjának látható fénybeli és infravörös megfigyeléséből behatárolt rádiusza és albedója. Az standard termális modell (STM) a valósághoz közelebb álló eredményt ad a bonyolultabb, kevert modellhez (MM) képest.

megfigyelt látszó vetületből leszámaztatott $r_{n,v}$ igen jó becslés a térfogat-ekvivalens gömb alakú test effektív rádiuszára.

A méret (effektív rádiusz) és albedo egyidejű meghatározását teszik lehetővé a látható és termális infravörösben (IR) végzett megfigyelések. Egy r_n rádiuszú testre a termális kontinuum fluxussűrűség F_{ib} adott λ hullámhosszon:

$$F_{ib}(\lambda) = \epsilon_{ib} \int \int B_v \left[T(r_b, pq, \eta, \epsilon_{ib}, \theta, \phi), \lambda \right] d\phi d\cos\theta r_n^2 \frac{\Phi_{ib}}{\pi \Delta^2}, \quad (6)$$

ahol Δ a megfigyelőtől való távolság, Φ_{ib} a fázisfüggvény a termális IR-tartományban, p geometriai albedo a visszavert látható fényben, q a fázisintegrál, amely a geometriai és Bond-albedót¹⁰ kapcsolja össze: $A_B = pq$. T az abszolút hőmérséklet, B_v a Planck-függvény, ϵ_{ib} emisszivitás a termális tartományban, θ és ϕ koordináták a test felületén. Az η faktor az infravörös sugárzási határfok. A legnagyobb hibalehetőségek a Φ_{ib} és η megválasztásában vannak. A tapasztalat szerint kielégítő eredményt ad $\Phi_{ib}(\alpha)$ -ra, ha a Planck-emissziót felintegráljuk a testnek a megfigyelő felé eső felületén. Az η nem ismert pontosan az üstökösök magjaira, de az üstökösök méretű kilométeres-

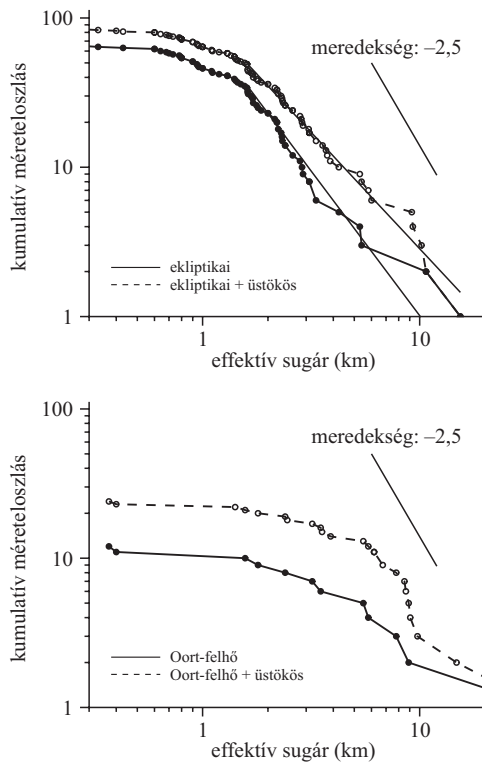
¹⁰ Egy test felületének A_B Bond-albedója az, hogy a teljes beeső napfényenergia – az összes hullámhosszon – hányad részét veri vissza vagy szórja szét a térbe (George Phillips Bond (1825–1865) amerikai csillagászról elnevezve).

szubkilométeres földközeli kisbolygók IR-megfigyelésével összhangban levő $\eta \leq 1$ értékeket lehet használni. A mag IR-fluxusát a megfigyelésekből hasonlóan lehet meghatározni, mint azt fentebb ismertettük a látható fényben végzett megfigyeléseknél: a mag + kóma fényességmodell alapján az IR-teleszkóp pontszórási függvényének ismeretében a mag fluxusa elkülöníthető a kómától. Az eddig megfigyelt üstökösök infravörös fluxusa ~ 10 – 100 millijansky¹¹ között volt. Kérdés, hogy a mag megfigyelt IR-fluxusát milyen rádiuszú és albedójú testtel lehet előállítani. Az IR-fluxus a testfelület $T(\theta, \phi)$ hőmérséklet-eloszlásának modellezésével számítható ki: a) standard hőmodell (STM), amelyben a test tengely körüli forgása lassú, a hőtehetlensége kicsi, a felszín minden pontja termális egyensúlyban van a beeső napfény energiájával; b) gyors forgás esetére alkalmazott izotermális szélességi modell (ILM), amelyben a hőtehetlenség olyan nagy, hogy a felület eleme nem hűl ki, addig sem, amíg az éjszakai oldalon van; c) bonyolultabb, az üstökösök gáz- és portartalmát, részletes hőtani paramétereit, és szabálytalan alakját figyelembe vevő modellek. Az a) és b) modellek felteszik, hogy a forgástengely merőleges a Nap-megfigyelő-üstökösök mag síkra, a c) modellben viszont a tengelyirány tetszőleges. A „gyors” vagy „lassú” forgás kissé félrevezető, mert például két azonos periódussal lassan forgó, de lényegesen különböző hőtehetlenségű üstökösök esetén az egyik nem felel meg a „lassú” rotátor modelljének. A HST-vel a látható tartományban készített fotometriai eredményeket kiegészítettük az IR-megfigyelésekkel, és a standard termális modellt, illetve a mag termális paramétereit részletesen figyelembe vevő modellt is alkalmaztuk a 22P/Kopff, valamint 55P/Tempel-Tuttle üstökösök magjára. A geometriai albedo – rádiusz síkon egy keskeny tartomány jelölhető ki az STM-modell alapján a lehetséges albedóra és méretre (5. ábra). Tehát az űrteleszkópokkal a látható fényben és termális infravörösben végzett megfigyelései ugyanarról az üstökösömről pontos méret- és albedó-meghatározást tesznek lehetővé, a kis égitestek méret-eloszlása pontosabb lesz az ilyen megfigyelésekből.

Első pontosabb eredmények a méret és a/b szerinti eloszlásokra

Az ekliptikai üstökösök eredete ma még nem teljesen megválaszolható kérdés. Mint említettük, ezeknek az ősei elsősorban a transzneptun-objektumok lehetnek. Ezek égi-mechanikai okok következtében kentaur-, illetve ekliptikai üstökös- (főleg Jupiter-család) pályákra kerülnek. Utánpótlásuk ma is folyamatos. Az ekliptikai üstökösök egy része később kihunyt, inaktív állapotban földközeli aszteroida lesz. Úgy tartjuk, hogy a Naprendszer őskorában a Kuiper-övben az ütközések igen gyakoriak voltak, és ott a nagyobb aszteroidák feldarabolódási termékei az ekliptikai üstökösök. A méretük, alakjuk az idő folyamán módosulhatott, és kénytelenek vagyunk a ma megfigyelhető méret-eloszlásból következtetni az eredetükre és fejlődésükre.

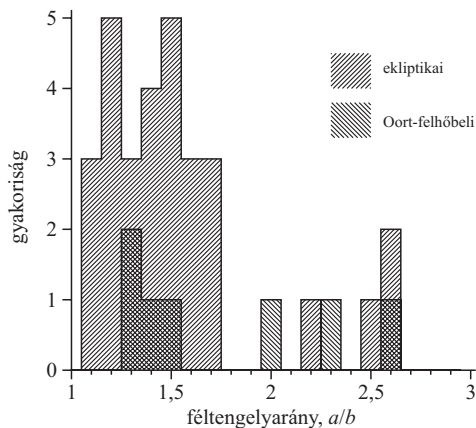
¹¹ 1 jansky (1 Jy) = 10^{-26} W m⁻² Hz⁻¹ a fényességi fluxus egysége.



6. ábra. Az eddig megfigyelt üstökösök effektív rádiuszának eloszlása: a kumulatív méreteloszlás-függvény $N(r > r_0)$ reprezentációban. Fent: ekliptikai üstökösök (folytonos vonal), ekliptikai üstökösök + üstökös eredetű földközeli kisbolygók mintája (szaggatott vonal). Lent: Oort-felhőbeli üstökösök (folytonos vonal), Oort-felhőbeli üstökösök + üstökös eredetű földközeli kisbolygók mintája (szaggatott vonal). A tengelyek logaritmusos skálájúak. A $-2,5$ meredekségű vonal is jelölve.

A HST és ISO ekliptikai üstökösmeréseink ez idáig legpontosabb, nagy és homogén mintája biztosítja a méret szerinti eloszlásfüggvény megbízhatóságát. A HST, ISO és megfelelően pontos, földfelszíni teleszkópokkal meghatározott üstökösök méret-eloszlásokat mutat be a 6. ábra, különválasztva az ekliptikai és az Oort-felhő üstökösöket. Ugyanezek az ábrák az üstökös mintához hozzávettük az üstökös eredetűnek tartott (inaktív) földközeli aszteroidák méret adatait is. Sajnos, egyelőre kevés adat van (a HST- és más megfigyelésekkel ez 13) az Oort-felhő üstökösöire, és emiatt a méreteloszlásukat ma még nem ismerjük pontosan, ezért ezek tárgyalásával itt most nem tudunk foglalkozni.

Az objektumok effektív rádiuszának statisztikus eloszlása vizsgálható a kumulatív méreteloszlás-függvény $N(r > r_0)$ alakú reprezentációban, ahol r_0 egy adott rádiusz, N pedig az objektumok száma $r > r_0$ méret felett. A kumulatív eloszlásfüggvényt $N \sim r^{-q}$ alakban illesztjük a megfigyelésekhez: keressük a legjobban illeszthető hatványfüggvény q kitevőjét, amely egyúttal utal az eloszlások lehetséges fizikai magyarázatára is. Elméleti megfontolásból ugyanis egy ütközésekből eredő relaxált mintára $q = 2,5$, de az ütközési modell, amelyből ez a kitevő kiadódott, még csak aszteroidaszerű (közetmonolit) testek ütközésén alapult. Azonban a gyakorlatban az üstökösökre a probléma sokkal összetettebb, ma még nem ismert a szerkezetük és az ütközési termékek méreteloszlása (a Deep Impact űrkísérlet talán majd közelebb visz a



7. ábra. Az eddig megfigyelt üstökösök alakjának, az $a > b = c$ ellipszoidmodell a/b féltengelyarányának eloszlása. Az ekliptikai és Oort-felhőbeli üstökösök megkülönböztetve, külön szimbólumokkal szerepelnek.

pontosabb modellezéshez). A 6. ábrán látható, hogy az ekliptikai üstökösök közül kevés a nagyméretű (több kilométeres rádiuszú), továbbá az eloszlásfüggvény laposabb lesz a mintegy 1,6 km-nél kisebb rádiuszokra. Ma még nem tudjuk, hogy ez a mérhető csupán megfigyelési effektus, azaz nem tudtuk még megfigyelni a kisebb, szubkilométeres magok legtöbbjét, vagy pedig a magok szerkezetével, illetve evolúciójával van összefüggésben. Ugyanis a mag keringési pályája, forgása, kezdeti mérete, alakja, termális tulajdonságai és kémiai összetétele is hatással van az aktivitására, fejlődésére. Az üstökösök élettartama annál hosszabb, minél nagyobb méretűek: a több szublimálható anyag hosszabb ideig tart. Egy adott méret alatt a mag belsejében a hővezetés időskálája kisebb, mint a szublimációs időskála. Ennek következtében a mag közepe hamarabb felmelegszik, mint egy nagyobb méretű magé, tehát a kisebb magok aktivitása megnövekszik, gyorsabban veszítik el gáz- és poranyagukat, méretük gyorsan lecsökken, kevesebb lesz a megfigyelhető szubkilométeres üstökösök. Csak az ekliptikai üstökösök tartalmazó mintára $r > 1,6$ km méretekre $q = 1,9 \pm 0,3$ kaptunk. Kiegészítve ezeket a földközeli üstökösaszteroidákkal, a kitevőre $q = 1,6 \pm 0,2$ adódott. Összehasonlításként a 20 km-nél nagyobb rádiuszú Kuiper-övi objektumokra a különböző megfigyelési adatok alapján $q = 3,20 \pm 0,10$ és $3,15 \pm 0,10$, az ismert kentaurokra $q = 2,70 \pm 0,35$, illetve $q = 3,0$, az összes ismert földközeli aszteroidára pedig $q = 1,75 \pm 0,10$ és $1,96$ értékeket adnak meg. A Kuiper-övi objektumok és kentaurok esetében a q közel azonos, ezek az objektumok valószínűleg evolúciós kapcsolatban állnak egymással. Ma még nehezebb megtalálni a kapcsolatot a Kuiper-öv – kentaurok – ekliptikai üstökösök evolúciós teljes láncon, mert míg a Kuiper-övi objektumok és kentaurok közül csak a nagyobbakra (20–50 km rádiuszra) van statisztikai minta, addig az ekliptikai üstökösökre csak a kilométeres–szubkilométeres tartományra.

Az üstökösök alakját a közelítő elnyújtott ellipszoidmodell fél nagytengelyeinek a/b arányával lehet leírni, amelynek eloszlását a 7. ábra mutatja az ekliptikai és Oort-felhő üstökösöire a HST- és más megfigyelésekkel együtt. Az Oort-felhőbeli üstökösök mintája még kevés

számú (7), tehát statisztikailag még nem jelentős. Azonban a 30 ekliptikai üstökösre kapott hisztogram alapján az a/b eloszlás mediánértéke 1,5 körül van. Vannak magok esetenként 2-nél is nagyobb a/b értékkel. Az üstökösök elnyújtott alakja a magok felszínén nem egyenletes kigázosodási aktivitásával függhet össze: az anyagvesztési helyeken gyorsabban fogy a mag anyaga. Egyszerűbb evolúciós modellek szerint azonban lehetséges a gömbhöz közeli, kevésbé elnyújtott alak kialakulása is a kigázosodás által. A pontosabb és teljes fénygörbékből a magok alakját jobban meg lehet majd határozni a jövőben, a minta bővülni fog.

A Kuiper-övön a kentaurokon és ekliptikai üstökösökön át bizonyos földközeli kisbolygókig a méreteloszlás függvénye, valamint az alakjukat közelítőleg leíró a/b arány eloszlása ezeknek a kis égitesteknek az evolúciójának következményeit tükrözi vissza. Az azonban, hogy ezek az eloszlások pontosan miként változnak az időben, ma még nem ismert. A közeljövőben a HST (ACS/HRC) és Spitzer IR-teleszkóp további alkalmazása, valamint a fejlettebb termális modellek javulást hozhatnak a pontosabb és statisztikailag szignifikánsabb adatminta vizsgálatában. Az üstökösökkel rokon többi kisebb égitest méreteloszlását is meg kell határozni, többek között a köztük fennálló evolúciós kapcsolatok kimutatása végett. Nem ismert a külső Naprendszer kentaurok-, és transznejptunobjektumainak méreteloszlása a kisebb méretek felé. Ezek a kis – kilométeres, szubkilométeres – objektumok talán az ekliptikai üstökösök ősei. A még csak tervezés szakaszában lévő nagy keresőprogramok pedig nagyság-

rendekkel fogják megnövelni az ekliptikai és Oort-felhőbeli üstökösök méret-adatbázisát. Fontos a szétesett üstökösök magtöredékeinek a megfigyelése a jövőben, különösen a SOHO napfizikai űrobszervatórium koronográfjával (LASCO), mert ezeknek a kis üstökösöknek a legtöbbször nagyobb üstökösök széteséséből keletkezett. A Nap közelébe került üstökösök magjának fotometriájából a méretükre, alakjukra, forgásukra lehet adatokat kapni.

Végezetül pedig a témával kapcsolatban egy válogatást ajánlunk az olvasó figyelmébe a legfontosabb ismeretterjesztő, illetve szakirodalomból.

Irodalom

- BÉRCZI SZ.: *Kristályoktól bolygótestekig* – Akadémiai Kiadó, Budapest, 1991.
- BOTH E.: *A Rosetta űrszonda* – Természet Világa 2003/1, 3
- ÉRDI B.: *Bolygórendszerek kaotikus dinamikája. I. rész* – Természet Világa 2003/5, 210
- ÉRDI B.: *Bolygórendszerek kaotikus dinamikája. II. rész* – Természet Világa 2003/6, 256
- P.L. LAMY, I. TÓTH, Y.R. FERNÁNDEZ, H.A. WEAVER: *The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei. Comets II* – University of Arizona Press, Tucson, 2005
- SZEGŐ K.: *Selected chapters of space research in Hungary* – Fizikai Szemle 49/5 (1999) 206
- SZEGŐ K.: *Új eredmények az üstökösök fizikájából* – Fizikai Szemle 52/5 (2002) 149
- TÓTH I.: *Fényes üstökösök 1996–1997-ben. A Hyakutake és a Hale-Bopp üzenete* – Magyar Tudomány 1998/4, 411
- TÓTH I.: *Az üstökösök lágyröntgen-sugárzása. Új felfedezés a Hyakutake és a Hale-Bopp kapcsán* – Fizikai Szemle 48/7 (1998) 218
- TÓTH I.: *Üstökösök és kisbolygók* – Magyar Tudomány 2004/6, 699
- H.A. WEAVER, Z. SEKANINA, I. TÓTH ÉS MÁSOK: *HST and VLT investigations of the fragments of Comet C/1999 S4 (LINEAR)* – Science 292 1329

MEGEMLÉKEZÉSEK

SZÁZ ÉVE SZÜLETETT VERMES MIKLÓS

Radnai Gyula
ELTE Általános Fizika Tanszék

A fizika évében ünnepeljük *Vermes Miklós* századik születésnapját. Nem csak az övét, persze, *József Attiláé*t is – születésük napja alig egy héttel tér el egymástól.

Az 1905-ben születettek közül a magyar fizikatanárok előtt mindenképp meg kell emlékeznünk *Kunfalvi Rezsőről* is, aki elindította a Középiskolai Matematikai Lapok fizikarovatát, és egyik kezdeményezője volt a nemzetközi fizikai diákolimpiának. Vermes és Kunfalvi az egyetlen ugyanarra az évfolyamra jártak, de csak egyetemi tanulmányaik utolsó évében tegeződtek össze. 1928-ban diplomáztak, ekkor ment nyugdíjba *Fröhlich Izidor*, és átadta helyét az Elméleti Fizika Tanszéken *Ortvay Rudolf*nak. A fizikai könyvtárba Vermes Miklós már Fröhlich idején bejáratos volt, az Eötvös Collegiumban tanulta meg, mennyire nélkülözhetetlen a könyvtár mindenféle kutatáshoz. Ortvay először őt akarta megbízni a fizikus könyvtár újrendezésével, de neki akkor már foglalt helye volt a II. sz. Kémiai Intézetben, egy labora-

tóriumában, így maga helyett Kunfalvi Rezsőt ajánlotta. Kunfalvi egész életére kiható élményeket gyűjtött az Ortvay mellett töltött néhány év alatt, s ez örökre megpecsételte barátságát Vermessel.

Vermes is, Kunfalvi is szerette az irodalmat. Számos cikkük és könyvük tanúsítja, hogy tehetségük volt az íráshoz, szépen, jó stílusban beszéltek és írtak magyarul. Vermes németül is, amely második anyanyelve volt, Kunfalvi pedig németül és angolul is – angolból még nyelvkönyvet is írt. Egyikük se tiltakozna, ha most itt József Attila 100. születésnapjáról emlékeznénk meg, Vermes talán még egy szép aláfestő zenét is találna hozzá. Figyelmesen hallgatnák, ha most kiállna egy diák, és elmondaná József Attila valamelyik ideillő versét, vagy felolvasná gyönyörű, megható írását gyerekkoráról, bizonyos lámpaüveg eltöréséről, a meg tapasztalható tudás után sóvárgó, kísérletező kislányról...

2005 a fizika éve. Magyarországon az irodalom, a költészet, a versmondás éve is. Azt viszont Vermes is, Kun-

falvi is fejszóválva fogadná, ha megtudná, mennyire megváltozott a világ, s a 21. század elején milyen új, szokatlan feladatok várnak a fizikatanárookra. Ma már a valóság helyett a *Való Világ*nak kitett diákokban kell a természettudományos gondolkodás, a fizikai szemlélet csíráit elültetnünk. Saját hivatásunkba vetett, egyre fogyatkozó hitünk megerősítésére nézzük meg, hogy tanított, hogyan élt Vermes Miklós, hogyan birkózott meg ő az élet akkori valóságos problémáival.

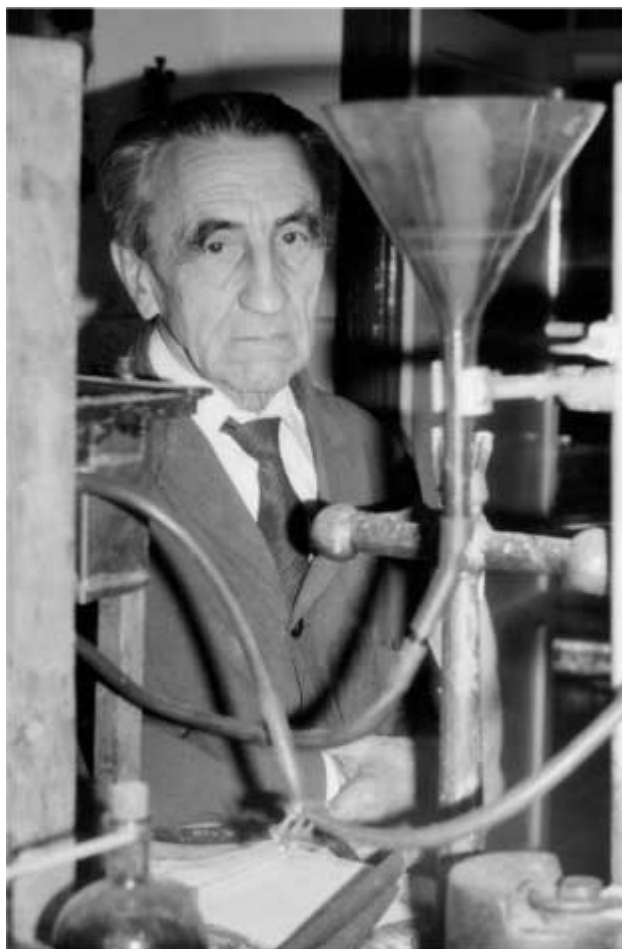
Kezdjük az elején. 1905. április 3-án született Sopronban, postatisztviselő szüleinek egyetlen gyermekeként. A helyi evangélikus líceumba járt – ez a mai Berzsényi Dániel Evangélikus Gimnázium –, és jó tanuló volt. Érdeklődése a reálpályák felé vonzotta, mérnök szeretett volna lenni. Hiányzott azonban a budapesti műszaki egyetemi tanulmányokhoz szükséges anyagi fedezet. Miklós nem akarta a szüleit erőn felül terhelni, ezért olyan egyetemi szakot választott, ahol lakása, ellátása biztosítva volt. Tanárnak jelentkezett, és felvételét kérte az Eötvös Collegiumba. Felvették.

Keresztúry Dezső szobatársa lett, a zalaegerszegi születésű félárva fiúé, aki magyar-német szakon kezdte egyetemi tanulmányait. Egyelőre még Vermes tudott jobban németül. A kollégiumban barátkozott össze a nála négy évvel fiatalabb *Szalay Sándorral*, akinek már édesapja is fizikatanár volt Nyíregyházán. „Senki se tudott úgy csillámot hasítani, mint ő!” – emlegette sokszor.

Vermes Miklós az egyetemen is jó tanuló volt, végül is három szakból, matematika–fizika–kémia szakos tanárként diplomázott. 1929-ben sikerrel védte meg doktori disszertációját, melyet az elektronsövegek működéséről és felhasználásáról írt. Előtte matematikából mint kiegészítő tárgyból kellett doktori vizsgát tennie *Fejér Lipótnál*. Egyetemistaként nála hallgatta a matematikai analízist, ott volt minden előadásán, az ő jegyzetét kérték kölcsön évfolyamtársai a tanuláshoz. Vermes Miklós most is becsületesen felkészült, Lipi bácsi azonban meglepő kérdést tett fel neki: „Hagyjuk kérem ezeket az unalmas dolgokat! El tudná nekem magyarázni, hogyan működik a rádió?” El tudta magyarázni. (Kedves Kollégák! Önök hogyan próbálnák meg elmagyarázni valakinek, akitől a differenciál- és integrálszámítást tanulták az egyetemen, hogy hogyan működik, mondjuk, a mobiltelefon?)

Miközben doktoriját írta, *Bugarszky István* professzor kémiai laboratóriumában dolgozott az egyetemen, kisegítő asszisztens volt a Pedagógiai Szemináriumon, és fizika-órákat adott a Fásorban, ahol akkor *Mikola Sándor* volt az igazgató... Végleges tanári álláshoz csak 1935-ben, 30 éves korában jutott a Fásorban, akkor is úgy, hogy a 64 éves Mikola nyugdíjba ment. Addigra azonban már beoltotta Vermesbe nemcsak a fizika tanításának szeretetét, élvezetét, hanem azt a karakán, az igazságért mindent vállaló magatartást is, amely persze nagyon is jól illett Vermeshez.

Akinek fix fizetéssel állása van, az már gondolhat a nősülésre. Vermes Miklós 1937-ben, 32 éves korában nősült meg, de csak 15 év múlva, 1952-ben született meg *Zsuzsa* lánya. Közbejött sok minden, többek közt egy világháború. Ezernyi alkalom arra, hogy az ember emberisége megméréssek.



Ezzel a képpel búcsúzott a *Fizikai Szemle* 1990 szeptemberében Vermes Miklóstól. Staar Gyula felvétele.

Vermes viszonya tanítványaihoz, kollégáihoz minden próbat kiállt. Amíg lehetett, tanította, akár még kirándulni is vitte a fiúkat. A háború után is csak egyszer háborodott fel igazán, amikor az evangélikus egyház akkori vezetője, *Dezséry László* püspök – „megérezve a történelem szelét” – magától ajánlotta fel a fasori gimnázium épületét az államnak, és megszüntette ott a patinás, az ország határain túl is ismert és elismert evangélikus líceumot.

Ekkor helyezték át Vermest a megszüntetett fasori gimnáziumból Csepelre, az ott nemrég nyílt gimnáziumba. Ezt az iskolát a háború után a csepeli lakosság kérésére nyitotta meg a bencés rend, el is nevezték a híres bencés szerzetesről Jedlik Ányos Gimnáziumnak. Rákosiék azután ezt a gimnáziumot is államosították, elküldték a bencés tanárokat, s miközben Rákosi Mátyás Műveket csináltak Csepelen a Weiss Manfréd-gyárból, a gimnáziumnak kegyesen meghagyták Jedlik Ányos nevét.

Itt kezdte el új életét Vermes Miklós 1952-ben, lánya születésének évében. A Mikola Sándor, Vermes Miklós, *Levius Ernő* és mások által évtizedek alatt kifejlesztett, gazdag fasori fizikaszertár eszközeinek és berendezéseinek egy részét a nyári szünetben sikerült átmentenie Csepelre. Itt, ezek között, a részben maga készítette eszközök között élte le életének még hátra lévő 38 évét úgy, hogy még a fizikaszakkört is ünnepé tudta varázsolni.

Vermes Miklós egyaránt elkötelezettje volt a tanításnak és az ismeretterjesztésnek. Első könyvét Mikola Sándorral együtt írta. A háború előtt főleg ismeretterjesztő cikkeket írt a *Természettudományi Közlönybe*, s még 1944-ben is jelent meg egy könyve a Természettudományi Társulat kiadásában. 1945 után viszont fizikai és kémiai tankönyveket, oktatási segédleteket írt, ezekre volt akkor nagyobb szükség.

1954-ben – Nagy Imre miniszterelnöksége idején – Kossuth-díjat kapott. Vele egy évben kapott Kossuth-díjat Renner János, egykori fizikatanár kollegája, majd igazgatója a Fasorban, akkor az Eötvös Loránd Geofizikai Intézet igazgatója. A hivatalos indokolás szerint Vermes Miklós „a fizika-kémia tanítása terén elért kiváló eredményeiért, valamint tankönyvírói, továbbképzési és gyakorlóiskolai munkájáért” kapta a díjat. Nyílt titok: a Jedlik Ányos Gimnázium azért került a „külső” gyakorlóiskolák sorába, mert Vermes Miklós ott tanított. (Az előző évben Huszka Ernőné fizikatanár kapott Kossuth-díjat, valamint Gyulai Zoltán fizikusprofesszor, a következő évben pedig a 28 éves Marx György. Jó idők jártak akkor a fizikára.)

Azután jött 1956. Novemberben, miután a szovjet csapatok másodszor is „felszabadították” az országot, általános sztrájk kezdődött. Az iskolákban nem volt tanítás. Csepelen, amikor először ült össze a tantestület, hogy megbeszélje, mi a teendő ebben a helyzetben, Vermes a következő – azóta szállóigévé vált – javaslatot tette: „Üvegezzük be az iskola kitért ablakait!”

E praktikus javaslat jól rávilágít Vermes egyéniségére. Mindig, minden helyzetben cselekvésre buzdított, nem szerette a fecsegést. Szimbolikus értelme is volt a javaslatnak: nem „befalazni”, hanem „beüvegezni” kell az ablakokat, megakadályozandó, hogy bejöjjön kintől a fagyos hideg, de kell az „átláthatóság” is. Vermes életeleme volt az iskola, benne ugyanaz az iskoláért érzett aggodalom és felelősség munkált, mint a költőben, aki így fogalmazott: „Ne hagyjátok az iskolát!”

A forradalom leverését követő dermedt csendben, a kényszerű tanítási szünetben pedig olyan vállalkozásba fogott, mellyel máskor, normál körülmények között talán nem is mert volna próbálkozni: a ismeretterjesztő könyv írásába kezdett a relativitáselméletről.

Most, az Einstein-évben, Vermes Miklós századik születésnapján kétszeresen is indokolt, hogy szó essék erről a könyvről. A Gondolat Kiadó jelentette meg 1958-ban, 3200 példányban, ócska papírkötésben, 17,50-ért a csaknem 200 oldalas könyvet. (Emlékezzünk csak a 2–3 forintba kerülő *Olcsó Könyvtár* sorozatra, mekkora sikerre volt annak is!) Akkoriban indította a Gondolat nevezetes *Stúdium* sorozatát, ennek nyolcadik kötete volt Vermes *Relativitáselmélete*. Nem is az első fizika témájú könyv a sorozatban, hanem a második. Az első *Heisenberg* nevezetes könyve, *A mai fizika világképe* volt, amely *Morlin Zoltán* hozzáértő, avatott fordításában, ugyancsak 1958-ban és szintén 3200 példányban jelent meg. Említsük meg a sorozat szerkesztőjét is, *Róka Gedeon* volt az a minden iránt érdeklődő csillagász, aki kivételesen jó ízléssel ügyelt a hazai ismeretterjesztő könyvkiadás színvonalára.

Vermes Miklós *Relativitáselmélete*t Marx György lektorálta. Tudomásom szerint ez maradt egyetlen „közös” munkájuk. Nagy ívű vállalkozás, amelybe még *Bolyai, Lobacsevszkij* és *Riemann* gondolatainak tudományos népszerűsítése is belefért. Azt gondolhatná valaki, hogy talán Marx György sugalmazására, az ő irányításával és aktív közreműködésével fejtette ki itt egy középiskolai tanár a professzor elgondolásait – volt erre példa később, más tanárokkal, több is. Igaz, ma már megállapíthatatlan, hogy mit és mennyit változtatott a szerző a lektor tanácsára, de aki ismeri Vermes stílusát, könnyen meggyőződhet arról, hogy ennek a könyvnek minden sorából, példájából, hasonlatából Vermes Miklós szól az olvasóhoz. Marx György saját írásaiban ritkán foglalkozott a relativitáselmélettel, középiskolai oktatási reformtervébe se vette be *Einstein* elméletét.

Ugyanabban az évben, amikor Vermes könyve megjelent, a *Fizikai Szemle* közölte *George Gamow A relativisztikus város* című írását – pontosabban *Mr. Tompkins in Wonderland* című könyvének egy részletét – *Györgyi Géza* fordításában. Gamow itt egy olyan virtuális városba vezeti el az olvasót, ahol a fénysebesség nagysága egészen hétköznapi, barátságosan kis érték, mondjuk, 15 km/h. Ha ilyen világban élénk, milyen meglepő tapasztalataink lennének? Briliáns, magával ragadó ötlet – ilyenkor sajnálja az ember, hogy nem neki jutott az eszébe – de veszélyes is, az író könnyen elragadhatja a fantáziáját, és olyan megállapításokra készítheti, amelyek hamisak, még a relativitáselmélet szerint is. Olyan koponyák, mint *Roger Penrose* cáfolták meg Gamow néhány állítását, s ennek alapján a *Fizikai Szemle* 1961-ben egy hosszabb tanulmányt közölt *Hogyan látható a relativisztikus távol-ságrövidülés?* címmel.

Ki volt a szerzője ennek a tudományos értekezésnek? Bizony, Vermes Miklós. Ő, aki ebben az évben elsőnek kapta meg a Társulat újonnan alapított Mikola-díját, a kísérleti fizika tanításában szerzett érdemeiért. Teljesen megérdemelten, hiszen Mikola nyomában olyan kísérleteket állított össze, amelyeket még az egyetlen is megcsodáltak az oktatók.

1961-től kezdve évenként egy-egy újabb középiskolai tanárnak ítéltette oda az e célra létrehozott társulati bizottság a Mikola-díjat. A bizottság új vezetője, aki mindig a következő Középiskolai Fizikatanári Anketon, meleg szavak kíséretében adta át a díjat, mint első kitüntetett, maga Vermes Miklós lett. Kezdetben következetesen a kísérleti fizika középiskolai oktatásában elért eredményeket díjazták. (Mára a spektrum kiszélesedett: kaphatják már általános iskolai tanárok is, ráadásul nem is csak a kísérletező és kísérleteztető fizika oktatásáért.) 1962-ben *Bodócs István* győri, 1963-ban *Levius Ernő* budapesti fizikatanár volt a díjazott, mindketten a fizikai kísérletezés Vermessel is összemérhető mesterei voltak.

1964-ben azonban valami szokatlan, meglepő dolog történt. Több „szájról szájra szálló” történet is keringett erről akkoriban, melyek közül az egyik annyira jellemző Vermes Miklósról, hogy – nem vitatva a történet néhány legendaszerű részletét – érdemes lesz itt is felidézni.

A piarista gimnáziumokban hagyományosan jó színvonalú a fizika oktatása. Hogy csak a legismertebb piarista

tanárt említsük, *Óveges József* előbb a szegedi, majd a tatai, végül a budapesti piarista gimnáziumban tanította a fizikát. Az ötvenes és hatvanas évek fordulóján a budapesti piaristáknál *Kovács Mihály* tanár úr tudta lábba hozni tanítványait a fizikával: szakkörén okos robotokat építettek a diákok. (Magam is emlékszem arra a labirintusban tájékozódni tudó, tanulni képes „műgérrre”, melyet a hatvanas évek elején tartott egyik Középiskolai Fizikatanári Ankét eszközkiállításán mutattak be a budapesti piarista diákok a tőzsdepalotából lett MTESZ székház központi nagy csarnokában. Később ebből az épületből lett a Magyar Televízió székháza.) Akkoriban a kibernetika volt a kulcsszó és a hívó szó a fiatal, kalandvágyó diákfizikusok számára.

Vermes is, Kunfalvi is ismerte Kovács Mihályt, nagyra értékelték fizikatanári tevékenységét. Kunfalvi a *Középiskolai Matematikai Lapok* fizikai rovatának 1959-es megindítása óta számított Kovács Mihályra, számos cikket és feladatot közölt tőle. 1963-ban azonban ez a szép együttműködés megszakadt, s egy évtizeden át Kovács Mihály neve eltűnt a Lapokból. Utolsó írása 1962 decemberében jelent meg *Analóg számítógépek* címmel. Utolsó feladata pedig 1963 márciusában:

Az első műhold 96 perc alatt kerülte meg a Földet. Mik lennének a feltételei annak, hogy egy „modernebb” rakéta repülőgép ugyanolyan magasságban 48 perc alatt repülje körül egyenletes sebességgel a Földet? Mekkora lenne benne az utasok súlya?

Igazán érdekes, jó fizikafeladat. Mi lehetett a baj vele? Természetesen semmi baj se volt a feladattal. Kovács Mihállal volt a baj. Vele is csak annyi, hogy piarista, paptanár volt.

A már említett, legendaszerű történet szerint, amikor Vermes Miklós elnökletével összeült az 1964-es Mikola-díjat odaítélő bizottság, Kovács Mihály neve merült fel elsőnek. Mindenkinek tetszett a javaslat, úgy tűnt, teljes az egyetértés. Már a szavazásra került volna sor, amikor Vermest áthívták a szomszéd helyiségbe és közölték vele: most telefonáltak a Pártközpontból, ahol hírért vették, hogy egy katolikus papot akar a Társulat kitüntetni, ezt ők nem tartják helyesnek. Annyi jó tanár van! Tessék mást választani! Vermes azonban megmakacsolta magát. Ő csak Kovács Mihályra hajlandó voksolni.

Azt pedig nem lehet! – csattant fel az üzenet közvetítője. Ekkor Vermes sarkon fordult és szó nélkül visszament a többiekhez. Elmondta, hogy mi a helyzet, majd előterjesztette és elfogadtatta a bizottsággal a következő határozatot: „Ebben az évben az Eötvös Loránd Fizikai Társulat nem adja ki a Mikola-díjat.” Ennek azután nagyobb visszhangja lett, mintha a díjat Kovács Mihály kapta volna meg. Végül is megkapta, csak sokkal később, már a nyolcvanas években. Amikor átvette, a jelenlévő tanárközösség percekig tartó tapssal köszöntötte.

A történet 1972-ben folytatódik. Abban az évben, amikor a Párt figyelme újra az oktatás felé fordult, de most már nemcsak a fizika, hanem az egész középiskolai oktatás került az apparátus figyelmének fókuszába. Megszületett a tananyagcsökkentő párthatározat. *Gulyás Mihály* nagykanizsai tanár szemléletes példájával élve „ki kellett verni a létra minden második fokát, mert

valahol az okosok azt hitték, hogy ilyen létrán hamarabb lehet feljutni a mennyországba”.

Hogy-hogy nem, az 1972. decemberi KöMaL csaknem tíz évnnyi szünet után újra közölt egy Kovács Mihály feladatot, a következőt:

A legközelebbi állócsillag az alfa Centauri, távolsága tőlünk 4,2 fényév. Mennyi időbe kerülne a meglátogatása, ha fotonrakétás űrhajónk megengedett gyorsulása 3g lenne? A megengedett maximális sebesség 250 000 km/s.

Ez a feladat, mintha egy csapat nyitott volna meg, Vermes Miklósból egész cikksorozatot váltott ki, amelyben a relativitáselmélet legfontosabb témáit fejtette ki a KöMaL-t olvasó diákok és tanárok számára. Kovács Mihály feladatának megoldása az 1973. májusi számban jelent meg, Vermes Miklós cikkei pedig: 1973. szeptemberben *A relativisztikus időskála*; 1973. novemberben *A relativisztikus távolságmérés*; 1973. decemberben *A tér-idő*, és a befejező cikk egy év múlva, 1974 decemberében, *Tömeg és energia*. (Valamennyi letölthető a KöMaL honlapjáról.)

Érdemes összevetni Vermes relativitáselmületről írt, említett könyvét ezzel a cikksorozattal. A tanár úr tudta, hogyan kell érdeklődő felnőttekhez szólni, így írta meg a könyvet. És azt is tudta, hogyan kell a matematikában tehetséges középiskolásokhoz szólni, így írta meg a cikksorozatot.

Mire a *Tömeg és energia* megjelent, az oktatásban újabb reform készülődött, most nem a Párt, hanem a Magyar Tudományos Akadémia Elnöki Közoktatási Bizottsága párt(!)fogásával. Minden eddiginél radikálisabb változásra és változtatásra születtek elképzelések, szinte minden tantárgyban, de fizikában különösen. A diákok iskolai aktivitását növelő, kreativitásukat fejlesztő okos javaslatoktól kezdve egészen addig, hogy mi módon lehet a legmodernebb tudományos fogalmakat és elméleteket beerőszakolni az iskolai oktatásba, széles skálán mozogtak a különböző elképzelések.

Ekkor romlott meg véglegesen a reformot erőltető Marx György és ezt a reformot zsigerből elutasító Vermes Miklós kapcsolata. Tragikus az, hogy mindkettőben meg voltak győződve arról, hogy a gyerekek érdekében lépnek fel. Arra nagyon vigyáztak, hogy ne egymás emberi gyengéit, csupán egymás fizikaoktatási elgondolásait kritizálják. Marx Vermes tanítási módszerét túl konzervatívnak, régmódinak tartotta, Vermes Marx elképzeléseit fellegekben járónak és maximalistának ítélte. Kibékíthetetlen lett az ellentét, miután Vermes egész életét, Marx pedig élete második felét tette fel a középiskolai fizikaoktatás jobbá tételére. 1979-ben egy békepárti díjbizottság Marxnak is, Vermesnek is odaítélte az Apáczai Csere János-díjat.

Ebben az évben ünnepeltük Einstein születésének 100. évfordulóját. A Tudományos Ismeretterjesztő Társulat által szervezett hazai megemlékezés fő előadója Marx György volt. Természetes lett volna, hogy – már csak a relativitáselmületről írt és a TIT kiadója által megjelentetett könyve miatt is – Vermes Miklós is ott legyen az előadók között. Sajnos nem volt ott. Pedig sokan tartottak előadást, többek között egy marxista filozófus is, bizonyára azért, nehogy véletlenül rossz útra tévedjenek a

megemlékezők. A régi reflexek működtek, vagy a filozófus maga tolakodott oda? Ma már mindegy.

Most, 2005-ben, a relativitáselmélet 100. születésnapján szolgáltassunk elégtételt Vermes Miklósnak! Annak a relativitáselmélettel egy évben született magyar fizikatanárnak, aki érdeklődő felnőtteknek és okos diákoknak is megpróbálta elmagyarázni Einstein gondolatait, de akit elfelejtettek meghívni az 1979-es Einstein-centenáriumra. Annak a Kossuth-díjas tanárnak, aki élete végéig tanította a fizikát az iskolában, és tanácsaival mindig segítette tanártársait. Annak az embernek, akinek már 15 éve csak emléke, szelleme él közöttünk.

Idézzük fel relativitáselméletről szóló könyvének egyetlen szakaszát, amelyből kihallhatjuk (ha fülelünk! – mondta *Esterházy Péter*) a nehéz elmélettel birkózó, esendő, de reménykedő ember nekünk szóló, bátorító üzenetét:

A matematikai apparátus nehezzé válása az elméleti fizika minden területén mutatkozik. Annyira, hogy az ember gyenge perceiben arra gondol, vajon valóban a matematika-e az a nyelv, amin a természet beszél. De ha nem a matematika, akkor milyen nyelv volna az? Így hát törni kell a nehez nyelvet.

Köszönjük Muki bácsi, megpróbáljuk.

VÉLEMÉNYEK

ALAPKUTATÁS, ALKALMAZÁS, INNOVÁCIÓ TUDOMÁNYEGYETEMEN ... MEDDIG?

Raics Péter

DE Kísérleti Fizikai Tanszék, Debrecen

Sokan és sokat beszélnek a cím első részében említett feladatokról. Jól hangzó szavak. Mi van mögöttük? Milyen értelmet nyernek a jövőben?

Egy kis történelem

Szalay Sándor professzor az atommagfizikai kutatást és oktatást az országban elsőként teremtette meg az 1930-as évek végén Debrecenben az akkori gróf Tisza István Tudományegyetem Orvostudományi Fizikai Intézetében. A jogutód a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete volt a színhelye a híres neutrínókimutatási kísérletek kezdeteinek. 1954-ben alakult meg a MTA Atommagkutató Intézete. A KLTE Kísérleti Fizikai Tanszékének vezetését 1967-ben *Csikai Gyula* vette át, aki neutronfizikai kutatásokkal erősítette a tudományos életet az egyetemen. Ehhez társult 1992-től kezdődően a részecskefizika *Baksay László* hathatós közreműködése révén. *Pálinkás József* 1995-től a nagyenergiájú atomfizikai kutatásokkal bővítette a Tanszék tudományos profilját.

A fizika oktatása a kezdetektől nagy figyelmet és hangsúlyt kapott. A cél az elméleti alapok elsajátítása mellett a kísérletezés megtanítása volt. Egymásra épülő rétegei:

Csikai Gyulának ajánlva 75-ik születésnapjára.

A Fizikai Szemle szerkesztő bizottsága 1972-ben hirdette meg Vélemények rovatát. A szerkesztő bizottság állásfoglalása alapján „a Fizikai Szemle feladatául vállalja, hogy teret nyit a fizika kutatására és oktatására vonatkozó véleményeknek, ha azok értékes gondolatokat tartalmaznak és építő szándékúak, függetlenül attól, hogy egyeznek-e a lap szerkesztőinek nézetével, vagy sem”. Ennek szellemében várjuk továbbra is olvasóink, a magyar fizikusok, fizikatanárok leveleit.

órai bemutatás, demonstrációs laboratórium az alaptörvények feltárására, laboratóriumi mérőgyakorlatok, tudományos diákkör, szakdolgozat és diplomamunka, posztgraduális képzés. Oktatás és kutatás, elmélet és gyakorlat egysége jellemezte a Szalay Sándor által megteremtett „debreceni kísérleti fizikai iskolát”. A tanítványok felkészítését a tudományos munkára, az egyetemi és közoktatásban való részvételre mindenki saját feladatának érezte.

Megfelelő műhelyháttér, valamint képzett technikusok és szakmunkások nélkül elképzelhetetlen a fenti célok megvalósítása. A „kisegítőknak” (irodai dolgozóknak, portásoknak, eljáróknak, takarítóknak) is megvan a maguk helye, feladata a csapatban.

Sok sikeres alapkutatási feladat és ráépülő alkalmazás jellemezte az általam közvetlenül átélt, közel négy évtizedet. A neutronindukált magreakciók kutatása itthon és külföldi intézetekkel közösen igen eredményes volt. Szinte kínálta az alkalmazásokat, elsősorban analitikai jellegű feladatok megoldása és sugárzási hatások vizsgálata terén. Ezek interdiszciplináris és ipari feladatok megoldását tették lehetővé. Szabadalmak születtek a cikkek és a külső kutatásról beszámoló jelentések mellett. Az időközben a részecskefizika miatt a CERN-ben és Brookhavenben kialakuló kapcsolataink közvetlen és aktív részeseivé tettek minket a legmagasabb szintű technológiának.

Izgalmas kölcsönhatásnak voltunk tanúi egy részterületen. A 80-as, 90-es években megkezdődött, kiterjedt a modern optika és a tanszéki nukleáris elektronikai hagyományokon alapuló optoelektronika tanítása. Mindez a kutatásban rövidesen felhasználásra került (részecskefizika, szilárdtestfizika), majd magasabb szinten visszajuttott a képzésbe (egyetemi és szakoktatás).

A következőkben az egyik legsikeresebb alkalmazott kutatási témában elért eredmények tükrében mutatom be egy tudományegyetemi tanszék lehetőségeit, a nem könnyű szerkezeti átalakulást, a csapatmunka fontosságát, az egyetemen rendelkezésre álló szellemi és infrastrukturális háttér mással nem pótolható értékeit. És a kétségeket a jövőt illetően ...

Alap- és alkalmazott atommagfizika

A neutronfizikai kutatások egyik legsikeresebb ágát, a maghasadás vizsgálatát az áldott emlékű *Daróczy Sándor* (1935–1996) új alapokon elindulva kezdeményezte 1968-ban. Csoportjával a hasadványok tömegeloszlását tanulmányozta gamma-spektrometriai módszerrel. A világszerte újdonságnak számító kísérletek több irányban ágaztak el később nemzetközi kooperációkban: a tórium-, urán- és transzurán-izotópokon végbemenő neutronreakciók, valamint ezen nuklidok bomlásának vizsgálata. Mindez a legkorszerűbb, nagy felbontású gamma-spektrometria alkalmazását, állandó fejlesztését követelte meg a megfelelő számítástechnikai háttérrel. Diplomamunkások, doktoranduszok egyenrangú félként dolgoztak a csoportban. Egy részük ma a Paksi Atomerőmű vezető beosztású munkatársa, vagy éppen még csak készül a jövő nagy feladataira.

A 70-es évek elején kifejlesztésre kerültek aktív és passzív, roncsolásmentes analitikai módszerek reaktorok urántartalmú fűtőelemeinek vizsgálatára: dúsítási arány meghatározása, a kiégésmérés. Így 1985-ben nem érte felkészületlenül a Tanszék a Paksi Atomerőmű azon kérése, hogy a reaktor primerkörü csöveiben, ioncserélő oszlopain felhalmozódó radioaktív nuklidok izotópszpektív analízisét kell megvalósítani egy külső, független intézmény segítségével. A nyugat-európai példákat követő vizsgálatok később kiterjedtek a gőzfejlesztőkre is. Csikai Gyula tanszékvezető a kezdeteknél felismerte ezeknek a külső kutatásoknak, méréseknek itthoni és nemzetközi jelentőségét.

In situ gamma-spektrometria

A módszer azon alapszik, hogy a reaktorok primerkörében a korrózió, erózió miatt keletkezett anyagok a hatalmas fluxusú neutronterben mesterséges radioaktív atommagokká alakulnak át, amelyek nagy része gamma-sugárzást bocsát ki lebomlása során (pl. Co-58, Co-60, Mn-54, Cr-51, Fe-59, Nb-95, Zr-95, Ag-110m). A hasadási termékek megjelenése a fűtőelemköteg tömítetlenségére utal (pl. a jód-, Cs-, Sb-, Ru-, Ce-, Pm-, Eu-izotópok). A leállás után megfelelő időben elvégzett mérési sorozattal hűsznál is több radioaktív atommag jelenléte mutatható ki nagy pontossággal a primerkörü berendezések belső falán vagy éppen a hőhordozóban, moderátorban. A gamma-fotonok nagy áthatolóképességük folytán a berendezések vastag acélfalán, vízrétegein átjönnek, és érzékeny, hordozható detektorokkal kívülről felfoghatók.

A roncsolásmentes vizsgálatokhoz használt eszközök (és üzemeltetőik) szélsőséges sugárzási, hőmérsékleti

körülményeknek, valamint elektronikus és mechanikai zajnak vannak kitéve. Az elektronika és kiértékelés szupertechnológiájú eszközök használatát igényli: HPGe-detektorok, analóg elektronika 100 m kábelben történő jeltovábbításra, digitális jelfeldolgozó processzorok, vezérlés és sokezer-csatornás spektrumok feldolgozása számítógéppel. Nagyon nagy detektorterhelés (esetenként > 100 000 imp/s) vagy éppen rendkívül alacsony aktivitás jellemzi a sugárzási teret.

Küzdelem az atomerőművek biztonságáért

A helyszínen elvégzett gamma-spektrometria segítségével megállapíthatók az atomerőműben alkalmazott vízkémia paraméterei; következtetni lehet az erőmű éves működése alatti változásokra és a fűtőelemcsövek sérüléseire; kiderül a víztisztító rendszer hatásossága, előre megbecsülhető a benne használt abszorbens műgyanta élettartama; észlelhetők az „idegen anyagok” (pl. elvesztett, bennfelejtett szerszámok); kimutathatók a betáplált pót-víz elégtelen szűrés miatti magasabb oxigéntartalmának hatásai; nyomon követhető a működés során bekövetkezett tranziens folyamatok (nem tervezett teljesítményváltozások, rövid leállások); lehetőség nyílik a radioaktív szennyezések felszaporodásának közép és hosszú távú előrejelzésére, a reaktor általános állapotának és „viselkedésének” jellemzésére, tervezhető a szerelést végzőket érő sugárdózis. Mindezek segítik a döntéshozókat abban, hogy megfelelő irányt szabjanak a biztonság további fokozását jelentő lépéseknek, az atomerőmű teljesítménynövelését és élettartam-hosszabbítását célzó műszaki teendőknél. A bécsi székhelyű Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (IAEA) a módszer alkalmazását a biztonság-növelés szempontjából „jó gyakorlat”-ként értékelte.

A Paksi Atomerőmű I. blokkjának 2. leállításától kezdve mind a négy reaktor minden évben részletes vizsgálatra kerül annak megállapítására, hogy a korrózió, az erózió és a fűtőelemek zártágának hibái milyen radioaktív szennyezést okoznak a primerkörben. Az elmúlt húsz év során mintegy 80 alkalommal végzett a Tanszék ilyen vizsgálatokat Pakson. Ez a világon egyedülálló mérésorozatot egyértelműen bizonyítja a VVER-440/213 típusú reaktorok biztonságát, a paksi műszaki csapat világszínvonalú tevékenységét.

A Quantec céggel külföldön

A bécsi Quantec Technologies GmbH szervezésében a Tanszék munkatársai a 90-es években három alkalommal Németországban végeztek a paksihoz hasonló vizsgálatokat a Biblis-A atomerőműben. Itt volt először igény a gőzfejlesztők mérésére, amely azóta itthon is bevezetésre került. A külföldi kitekintés több szempontból nagyon hasznosnak bizonyult. Egyrészt közvetlen tapasztalatok szerzésére nyílt lehetőség a „nyugati típusú” erőművi reaktorokkal kapcsolatban. Másrészt össze lehetett hasonlítani a „keleti”-ekkel mind műszaki–technikai, mind emberi–felkészültségbeli, biztonságfilozófiai szempontból. Nos, ez az összevetés egyáltalán nem a „keleti” rovására dőlt el ...

A Quantec és a Tanszék munkatársai több külföldi atomerőműben tettek látogatást, tartottak előadásokat és konzultációkat, végeztek szakértői munkát (Bulgária, Csehország, Szlovákia, Németország, Franciaország, Svájc, Románia, India). Ezek során tanácsot adtak a reaktorblokkok karbantartásával, továbbfejlesztésével, későbbi leszerelésével kapcsolatban végezhető mérésekre és a szükséges műszaki felszerelés beszerzésére, üzemeltetésére, az adatfeldolgozás módszereire. Nemzetközi tudományos fórumokon számoltak be az elért eredményekről (Anglia, Csehország, Szlovákia, Magyarország, Kanada, Ausztria).

A Debrecen–Paks–Bécs háromszög

A Paksi Atomerőműben az évek során hatalmas adatmennyiség halmozódott fel a primerkör radioaktivitásával kapcsolatban mind az in situ, mind pedig az ottani radiokémiai laboratórium mérései révén. Ezek feldolgozását a Tanszék és a Quantec Technologies együttesen végezte el. A munka során a különböző reaktor-állapotjelzők és a primerköri radioaktivitás között korrelációkat sikerült kimutatni, amelyekkel a biztonságos működés feltételeinek javítását lehet elérni.

A fűtőelemek vegyi tisztítása közben 2003 tavaszán súlyos üzemzavar lépett fel Pakson a II. blokk melletti 1. aknában elhelyezett dekontamináló tartályban a külföldi vállalkozó súlyos mulasztásaiból eredően. A reaktor primerköri rendszere részlegesen elszennyeződött. Az újraindításhoz a radioaktivitás szintjének alapos feltérképezése vált szükségessé. A Quantec Technologies és a Tanszék teljesen újszerű módszereket alkalmazva sikeresen vett részt a nemzetgazdasági szempontból is rendkívül fontos munkában. A már jól bevált in situ gamma-spektrometriát különleges körülmények között a fűtőelemek felületi tisztaságának ellenőrzésére sikerült alkalmazni. Ugyanilyen célra először történtek in situ alfa-spektrometriai mérések atomerőműben. Kölcsönzött, különlegesen nagy hatásfokú, úgynevezett kesztyű- (clover) detektorral vált lehetővé a gőzfejlesztők hőcserélő csöveinek belső falán megtapadt hasadási termékek biztonságos kimutatása.

A külföldi partner segítségével megoldható volt a nem tervezett, hirtelen felmerült feladatokra való azonnali és sikeres reakció a rugalmas ügyintézés, a gyors beszerzés és fejlesztés révén. A kísérleti technika elve az alap kutatásból minden feladathoz rendelkezésre állt már a tapasztalatokkal együtt. „Csak” a különleges helyzetre való alkalmazás maradt.

Egyetem és kisvállalkozás közös laboratóriuma – állami és saját tőkével

Itthon és külföldön nyert tapasztalatok azt mutatják, szükség van olyan gyors reagálású műszaki-technikai csapatra, amelyik a radioaktív szennyezettség legkülönbözőbb formáit szélsőséges körülmények között képes nagy megbízhatósággal kimutatni, a szükséges lépésekhez segítséget nyújtani, az elvégzett mentesítés hatásfokát meghatározni. A már kiválóan üzemelő környezet- és sugárvédelmi laboratóriumokhoz hasonló műhelyre van

szükség, amely viszont egységes felszereltséggel sokoldalú szolgáltatást tud nyújtani itthon és külföldön egyaránt. Saját tapasztalatait mind a mérés technikában, mind a műszerezettségben meg tudja osztani a hasonló szervezetekkel. Széles körű, állandó kutatás–fejlesztési tevékenységet végez. A legmodernebb eszközöket, eljárásokat tudja beszerezni a szolgáltatásaiból származó bevételei révén. Képes arra, hogy a megfelelő szakembereket kinevelje a képzés–továbbképzés széles skáláján: PhD, egyetem, közoktatás, technikus- és szakmunkásképzés. Ezt a célt ösztöndíjakkal is segít megvalósítani.

A Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszéke és a bécsi cég által Magyarországon alapított Quantec Technologies Fejlesztő és Kivitelező Kft. szerződésben vállalta az oktatás–kutatás–fejlesztés–szolgáltatás egységének megvalósítását. Ehhez az egyetem épületéből a vállalat által bérelt helyiségben laboratóriumot hoztak létre, melynek induló eszközkészletét a Tanszék által korábban OMFB-, OM-, PHARE-, IAEA-pályázatokon nyert támogatásból beszerzett és a bécsi cég által vásárolt berendezések alkotják.

A Quantec Technologies az NKTH-tól pályázat útján nyert 50 millió forinthez saját részként ugyanennyit hozzájárva korszerű eszközökkel továbbfejleszti a közös Nukleáris Biztonsági és Technikai Laboratóriumot, piackutatást végez, „üzletet szerez”, adó- és járulékköteles bevételhez jut itthon és külföldön, pályázatokon vesz részt. Az Egyetem hatalmas szellemi tőkéjét, az évtizedek során felgyűlt kutatási–fejlesztési tapasztalatait, oktatási potenciálját, a Tanszék mechanikai, elektromos és elektronikus műhelyeit, nukleáris technikáját viszi a „házasságba”.

Az első eredmény a Paksi Atomerőmű felkérésére végzett, víz alatti aktivitásmérés a II. blokk 1. aknájának falán. Ehhez két „tengeralattjáró” kifejlesztésére és sikeres alkalmazására került sor. A bennük elhelyezett gamma-detektorok 7 méter mélységig feltérképezték a felület radioaktivitását. A száraz részekben alfa-spektrometriával kiegészített analízis először került alkalmazásra atomerőművekben. A rendkívül szigorú biztonsági szabályoknak eleget tevő, eddig mások által nem alkalmazott, piacképes eszközök a tanszéki műhelyek technikaival szoros együttműködésben készülhettek csak el.

Modern forma, korszerű tartalom – megszűnő egyetemi háttér mellett?

Sikertörténet vagy nekrológ? Ha a súlyos és értelmetlen, de tudatos pusztításnak látszó, amúgy a „nagy” költségvetésben kerekítési hibával egyenértékű megszorításokból eredő anyagi gondok miatt

- a (feleslegesen) nyugdíjba küldött oktató–kutató helyébe nem lehet felvenni fiatalokat,
- az egyetem ingatlanjait el kell adni (kiknek is?!),
- még ilyen áron sem lehet az egyetemi oktatás minimális igényeit kielégíteni,
- ezáltal az oktatók kedvét, eddigi lelkesedését le kell törni, a diák ellenségévé tenni,
- az oktatók és nem oktatók tanszéki közösségét szét kell zúzni,

- a műhelyeket fel kell számolni (vagy „korszerűen”: kiszervezni, hogy jó drága legyen),
- ezáltal a minőségi szakoktatás bázisát örökre eltemetni (sajnos, ez már évek óta haldoklik),
- a fizika tanítását le kell szorítani a közoktatásban,
- a valódi, örömteli szenvedéssel megszerezhető tudás értékét és értelmét le kell rombolni,
- ellentétet kell szítani a tudományok, kultúrák között,
- a klasszikus és eddig sikeres magyar oktatási rendszer minden szintjét „amerikanizálni” kell.

Akkor a válasz a „Halotti beszéd”. Ilyen feltételek mellett a legkorszerűbb forma is elhal, mert pár év múlva elfogy az éltető tudásmegújulás háttere. Egyetem nélkül, csupán vállalkozói pénzzel ez nem pótolható! Hiába az EU-s pályázatok sokasága(?), ha nincs hozzá ember.

A fizikával foglalkozó „egyszerű” egyetemi polgár kínlódik, megpróbálja felemelni a szavát. De ki hallja azt meg? A politikus? Az akadémikus? Még a saját közvetlen és/vagy magasabban székelő, elefántcsonttoronyban (jól) élő egyetemi főnökei sem! Vagy legalábbis nem tesznek semmit. És itt a baj! Mert mit is mondott a haza bölcse, *Deák Ferenc*: „... amit erő és hatalom elvesz, azt idő és kedvező szerencse ismét visszahozhatják, de amiről a nemzet, félve a szenvedésektől, önmaga lemondott, annak visszaszerzése mindég nehéz s mindég kétséges.” [1]

Ébresztő!

Irodalom

1. DEÁK F.: Válogatott politikai írások és beszédek, II. kötet, VIII. fejezet, „Második felírat javaslat, Pest, 1861. augusztus 8.” – *Deák Ferenc munkái* (elektronikus dokumentum), CD, ISSN 1589-9691, Arcanum Adatbázis Kft., Budapest, 2004.

MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

ORVOSI KÉPALKOTÓ ELJÁRÁSOK III.

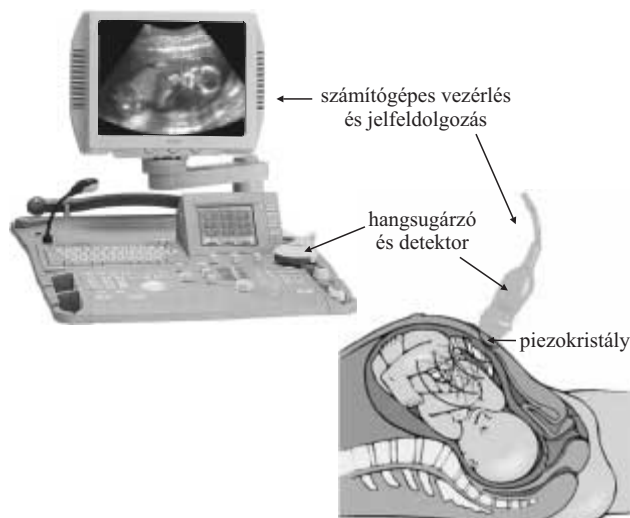
ULTRAHANGOS DIAGNOSZTIKA

Az ultrahangos vizsgálatok alapjainak ismertetése a sorozat – melyben áttekintettük a legfontosabb orvosi képalkotó eljárások fizikai alapjait (*Fizikai Szemle* 2005/2. 83. o. és 2005/7. 260. o.) – utolsó cikke.

Az ultrahangos eljárások alkalmazása az 1940-es években kezdődött, és felhasználási területük azóta is egyre szélesedik. E vizsgálatípus leggyakoribb alkalmazásai: magzatfejlődési rendellenességek, rákgócok felderítése, vese-, prosztatavizsgálatok, keringési és szívrendellenességek diagnózisa stb. A módszer nagy előnye, hogy a legkisebb kockázat mellett, „működés” közben láthatjuk az élő szervezet különböző részeit, szerveit.

Mi az ultrahangos technika alapja? Ez attól függ, hogy milyen területen használjuk. Alapvetően két fizikai jelenségen nyugszik. Elsőként tekintsük a szervekről való ultrahangos képalkotást! Biztosan mindenki fel tudja idézni egy hegyi kirándulás emlékét, amikor az egyik hegyoldalon elkiabáltuk magunkat, és rövid idő múlva meghallottuk kiáltásunk mását, visszhangját. Ugyanezt tapasztaljuk nagy üres teremben, vagy a fürdőszobában. Azt is észrevehettük, hogy a visszhang annál hamarabb jelentkezik, minél közelebb van a szomszédos hegy vagy fal. Ezekből a tényekből könnyű arra következtetésre jutni, hogy visszhang nem más, mint a levegőben egy irányba terjedő hangunk egy távoli felület által visszavert része. Így a hang terjedési sebességének és a visszhang érkezési idejének – pontosabban a kibocsátáshoz viszonyított késleltetési idő – ismeretében megkaphatjuk a visszaverő felület távolságát. Ezt az egyszerű elvet használja az ultrahangos mérés. A különbség két dologban van: az egyik, hogy a kibocsátott hang nem a szokásos emberi füllel hallható tarto-

mányba (10–20 000 Hz), hanem sokkal magasabb frekvenciatartományba (1–15 MHz) esik. A másik különbség, hogy a hangot vezető közeg nem levegő, hanem az emberi test. Ennek megfelelően az ilyen hang keltéséhez és érzékeléséhez más eszközöket használunk, mint a közönséges emberi füllel is hallható hangéhoz. A rádióban papírmembrán mozgatásával keltjük a hangot, a detektálás is hasonló eszközzel, a mikrofonnal történik, amely szintén tartalmaz könnyű membránt, azt mozgatja meg a levegőben terjedő hang. Az ultrahangot egy kis piezoelektromos kristályra (gyakran kvarcot használnak erre a célra) adott váltakozó feszültséggel állítjuk elő. Az ilyen kristály a külső feszültség változásának ütemére változtatja alakját. A piezoelektromos kristályt másik testhez érintve annak átadja rezgéseit, és így abban egy hanghullám indul el. A detektálás is ezzel a kristállyal történik, a hangkeltéssel éppen ellentétes folyamat eredményeképpen. A testben terjedő hang rezgése megváltoztatja a hozzáértett kristály alakját, ami a kristály két vége között potenciálkülönbséget eredményez. Ezt a feszültségkülönbséget megfelelő elektronikus egységekkel fel tudjuk dolgozni. A belső szervekről úgy alakulhat ki kép, hogy a terjedő ultrahang egy része visszaverődik a szerv határfelületéről, ezt a detektor felfogja, ebből a felület távolsága meghatározható. Kicsit elmozdítva a detektort, a felület másik részéről kapunk visszaverődést, és ennek is meghatározzuk a távolságát. Egy ilyen méréssorozat összerakásából alakul ki a szerv teljes képe. Megjegyezzük, hogy a nagyon sűrű mintavételezés (másodpercenként akár egy millió is lehet) a megfigyelő számára valós időben megjelenő képet eredményez. Ilyen berendezés felépítését mutatja az *1. ábra*.



1. ábra. Az ultrahangos diagnosztika elve

Az ultrahangforráson és -detektoron kívül a berendezés igen fontos egysége a központi jelfeldolgozó rész, ami napjainkban egy számítógép. Ez rakja össze értelmezhető képpé a beérkezett visszhangjeleket.

A másik alkalmazási mód – melyet az érrendszer állapotának felmérésére használnak – alapja a Doppler-effektus. Amikor vonat közeledik a lakott területen lévő állomáshoz, figyelmeztetésképp füttyjelzést alkalmaz. Ha éppen a figyelmeztető jelzés közben halad el előttünk a sze-

relvény, azt tapasztaljuk, hogy megváltozik a füttyjel hangmagassága: amíg közeledik felénk a vonat, magasabb, amikor pedig már távolodik tőlünk, mélyebb hangot hallunk. Tovább kísérletezve, megállapíthatjuk, hogy ugyanazt a füttyjelet annál magasabbnak halljuk, minél gyorsabban közelít a vonat (és persze annál mélyebb, minél sebesebben távolodik). Ezen az elven alapszik a véráram sebességének mérése a szívben, illetve a vérrendszerben. Az ultrahangkeltő kristályt – hasonlóan az előzőekben leírtakkal – a vizsgálni kívánt ér közelében a testhez érintjük, az áramló vérről visszavert hang magasságának (frekvenciájának) megváltozásából meghatározhatjuk az áramló vér sebességét, és így következtethetünk az érrendszer állapotára.

Végül néhány szót a jövőről. Várható, hogy a jelfeldolgozás és számítógépes technika fejlődésével az ultrahangos vizsgálatoknál is egyre szélesebb körűvé válik a háromdimenziós képalkotás. Erre az előző cikkben leírt tomografikus módszerekkel analóg, az ultrahangos technikára adaptált képfeldolgozás fogják használni. Már ma is léteznek ilyen berendezések, de még ritkák és drágák. A másik fejlődési irányt az egyre kisebb és egyszerűbben kezelhető, hordozható ultrahangos berendezések megjelenése jelentheti. Így már nemcsak rendelőintézetben lesz lehetőség ultrahangos diagnosztikára, hanem a helyszínre kiszálló orvosnak is kezében lesz ez az eszköz, a betegségek, elváltozások gyorsabb felismeréséhez.

Faigel Gyula
MTA SZFKI

HÍREK – ESEMÉNYEK

Kitüntetések a Magyar Tudomány Ünnepén

A Magyar Tudomány Ünnepe ünnepélyes megnyitója alkalmat adott – immár hagyományosan – kitüntetések átadására is. Az eseményre november 3-án csütörtökön a Pécsi Tudományegyetemen került sor.

Eötvös József Koszorú

A Magyar Tudományos Akadémia Elnöksége – más kiváló tudósok mellett – kiemelkedő tudományos életműve elismeréseként *Eötvös József Koszorú*-val tüntette ki PÓCSIK GYÖRGY-öt, a fizikai tudomány doktorát.

Wigner Jenő-díj

A Paksi Atomerőmű Részvénytársaság és az Arany János Közalapítvány a Tudományért Wigner Jenő szakkuratóriuma a *Wigner Jenő-díj*-at CSIKAI GYULA-nak, a Magyar Tudományos Akadémia rendes tagjának és MARÓTI LÁSZLÓ-nak, a fizikai tudomány kandidátusának adományozta.

Csikai Gyula akadémikus a nukleáris kultúra hazai és nemzetközi elterjesztésében több mint 50 éven át végzett sikeres oktató–nevelő és tudományos munkásságot, különös tekintettel a debreceni neutronfizikai iskola létrehozására, a példaértékű utánpótlás-nevelésre, a tudományterület fejlődését döntően befolyásoló publikációs tevékenységre.

Maróti László az atomreaktorok egyik legismertebb kutatója. Eredményeit elsősorban a reaktorban lejátszódó hőfizikai és áramlási jelenség tanulmányozásában érte el. Meghatározó szerepet játszik a Paksi Atomerőmű tevékenységét támogató műszaki szakértői gárdában.

A díjakat *Horváth Zalán* akadémikus, a Wigner Jenő szakkuratórium elnöke és *Molnár Károly*, a Paksi Atomerőmű Részvénytársaság igazgatóságának elnöke adta át.

Simonyi Károly-díj

Az Arany János Közalapítvány a Tudományért szakkuratóriumi a Magyar Tudomány Ünnepe alkalmából a *Simonyi Károly szakkuratóriumi díjat* KISS ÁDÁM-nak (ELTE), a fizikai tudomány doktorának és KOSTKA PÁL (MTA KFKI, RMKI) tudományos munkatársnak adományozta.

Arany János-díj

A 2005. évi *Arany János-díj* életmű kategóriájában – a tudományos életben kiemelkedő szerepet játszó további külföldi magyar tudósok mellett – GÁBOS ZOLTÁN (Babeş–Bolyai Egyetem, Kolozsvár) fizikus, az MTA külső tagja részesült.

Fizikai előadássorozat az ELTE TTK-n

A *Mindentudás Egyeteme* sikerén felbuzdulva *Az atomtól a csillagokig* címmel középiskolásoknak szóló ismeretterjesztő előadás-sorozatot szervezett az ELTE TTK Fizikai Intézete. A nyitóelőadást *Jánosi Imre* tartotta 2005. december 1-jén a globális klímaváltozásról és a természeti katasztrófákról.

Az előadássorozattal kapcsolatos részletesebb információk, az egyes előadások témái a <http://www.atomcsill.elte.hu> internetes honlapon megtalálhatók. Minden érdeklődőt szívesen látunk. Az előadások látogatása ingyenes.

Cserti József,
a rendezvény szervezője
az ELTE TTK Fizikai Intézet

Az Oktatási Minisztérium 2005-ben harmadik alkalommal hirdetett *Ifjúsági Bolyai Pályázatot*, ezúttal a 2004. évi Bolyai-díjas *Bor Zsolt* akadémikus által megnevezett következő témában: fizikai, kémiai, biológiai és más természeti jelenségek, emberi vagy állati tevékenység, fényképezési, videó vagy más optikai úton való tudományos igényű tanulmányozása. 2005-ben a felsőoktatási kategóriában megosztott díjat kapott:

- HEGEDŰS RAMÓN, az Eötvös Loránd Tudományegyetem V. éves biofizikus hallgatója (Biológiai Fizika Tanszék) *A skarabeusz bogarak (Scarabaeidae) cirkuláris polarizációs mintázatának képpalkotó polarimetriai vizsgálata* című, és
- RONKAY FERENC, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem II. éves doktorandusz hallgatója (Polimertechnika Tanszék) *a Polietilén-tereftalát hűző igénybevétele során fellépő oszcillációs jelenség elemzése* című pályaműért.

Témavezető tanáraik, *Czigány Tibor* (tanszékvezető, BME Polimertechnika Tanszék) és *Horváth Gábor* (docens, ELTE Biológiai Fizika Tanszék) szintén elismerésben részesültek. A díjakat odaítélő oda zsűri tagjai *Bor Zsolt* (Szegedi Egyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék), *Csermely Péter* (Simmelweis Orvostudományi Egyetem, Biokémia Tanszék) és *Raics Péter* (Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizika Tanszék) voltak. A díjakat a díjazottak rövid előadásával egybekötött ünnepélyen *Magyar Bálint* miniszter adta át 2005. július 7-én az Oktatási Minisztériumban. A középiskolai kategóriában 2005-ben nem adtak ki Ifjúsági Bolyai-díjat.

Horváth Gábor

Díszdoktorrá avatás Ungváron

Tudományos eredményei és kárpátaljai tudományos szervezési tevékenysége elismerésképpen BERÉNYI DÉNES akadémikust díszdoktorrá avatta az Ungvári Nemzeti Egyetem alapításának 60. évfordulója alkalmából október 18-án.

A tudományos kutatás művelésével párhuzamosan tevékenykedett a határon túli magyar tudományosság integrálásán a Magyar Tudományos Akadémia képviselőjében, igyekezve ezzel is előmozdítani a szomszéd országok tudományosságával az együttműködést.

Berényi Dénes Állami (Széchenyi)-díjas, a Debreceni Egyetem díszdoktora, Debrecen város díszpolgára, róla neveztek el a No. (5694)3051 P-1 kisbolygót.

Az Ungvári Nemzeti Egyetemen ugyenezen alkalommal díszdoktorrá avatták BEKE DEZSŐ-t is, a Debreceni Egyetem Szilárdtestfizikai Tanszékének professzorát.

Ericsson-díjak

A középiskolai matematika- és fizikaoktatásban kiemelkedő szerepet vállaló tanárok az idén hetedik alkalommal vehették át *A matematika és fizika népszerűsítéséért*, valamint *A matematika és fizika tehetségeinek gondozásáért* díjat 2005. október 28-án az Ericsson székházában.

A matematika és fizika tehetségeinek gondozásáért 2005. évi díját matematikából TÁBORNÉ VINCZE MÁRTA (Fazekas Mihály Fővárosi Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium, Budapest) és CSORDÁS MIHÁLY (Kodály Zoltán Általános Iskola, Kecskemét) tanára kapta.

A matematika és fizika tehetségeinek gondozásáért 2005. évi díját fizikából DVORÁK CECÍLIA (Fazekas Mihály Fővárosi Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium, Budapest) és PÉCSI ISTVÁN (Verseghy Ferenc Gimnázium, Szolnok) tanára kapta.

A matematika és fizika népszerűsítéséért 2005. évi díját matematikából FRELLE MIKLÓS (Illyés Gyula Gimnázium, Dombóvár), KONFÁR LÁSZLÓ (Szegedi Tudományegyetem Juhász Gyula Tanárképző Főiskolai Kara Gyakorló Általános Iskolája), KOVÁCS ISTVÁN (Szegedi Tudományegyetem Ságvári Endre Gyakorló Gimnáziuma) és PÁKH GYÖRGY (II. Rákóczi Ferenc Fővárosi Gyakorló Közgazdasági Szakközépiskola, Budapest) tanára kapta.

A matematika és fizika népszerűsítéséért 2005. évi díját fizikából LANG ÁGOTA (Széchenyi István Gimnázium, Sopron), KASZÁS DEZSŐ (Béni Balogh Ádám Gimnázium, Tamási), DUDÁS ZOLTÁNNÉ (Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium, Szeged) és CSISZÁR IMRE (Szegedi Tudományegyetem Ságvári Endre Gyakorló Gimnáziuma) tanára kapta.

Rátz Tanár Úr Életműdíj

A *Rátz Tanár Úr Életműdíjat* idén immár ötödik éve ítélte oda az Alapítvány a Magyar Természettudományos Oktatásért kuratóriuma az oktatásban kimagasló eredményeket elérő pedagógusoknak. A Graphisoft R&D Rt., az Ericsson Magyarország Kft., valamint a Richter Gedeon Rt. által létrehozott kitüntetést és az ezzel járó 1 millió forintot matematika-, fizika-, kémia- és biológiatanárok vehették át a Thália Színházban 2005. november 8-án tartott ünnepségen.

A fizikatanárok köréből a kitüntetést díjat JURISITS JÓZSEF fizika szakfelügyelő, szaktanácsadó (Garay János Gimnázium, Szekszárd) és RÓNASZÉKI LÁSZLÓ ny. szaktanácsadó, vezető szakfelügyelő, az ELFT Pest megyei Terület Csoportja vezetőségének tagja nyerte el.

A Japán–Magyar Együttműködési Fórum ülése a Magyar Tudományos Akadémián

Vizi E. Szilveszter, a Japán–Magyar Együttműködési Fórum magyar társelnöke látta vendégül a Fórum japán és magyar tagjait november 2-án az Akadémián. Vizi E. Szilveszter kifejtette: a fórumon tárgyalásokat folytattak arról, hogy a gazdaságnak milyen szerepe lesz a közeljövőben, a szellemi tőke milyen mértékben fogja befolyásolni a két ország kapcsolatrendszerét, hogyan lehet a japán tőkebefektetéseket fokozni és ösztönözni, hogy a japán cégek kutató-fejlesztő részlegeket hozzanak ide. *Jonekura Hiromasza*, a Sumitomo Chemical cég elnöke, a Japán Üzleti Szövetség alelnöke pedig hangsúlyozta az alap kutatások fontosságát. A japán fél véleménye szerint a magyar kutatásokat erőteljesebben kell támogatnia a japán tőkének, így például a jövőben szeretnék felhasználni a matematika, az elméleti fizika és más kutatási területek magyar oktatási tapasztalatait.

(MTA Hírek)

Simonyi-nap a KFKI-ban

Simonyi-napot rendezett október 18-án a KFKI Részecske és Magfizikai Kutatóintézet.

Az intézet bejáratánál lévő emléktáblánál a csillebéri intézetek munkatársai előtt *Szőkefalvi-Nagy Zoltán* igazgató emlékezett meg *Simonyi Károly* akadémikusról, aki 1952 és 1957 között megalapozta a magfizikai kutatásokat a KFKI-ban, majd az igazgató, *Zimányi József* akadémikus, a Tudományos Tanács elnöke társaságában megkoszorúzta az emléktáblát. A megemlékezést az intézet legfontosabb kutatási területeit bemutató tudományos előadások követték.

Az első ízben odaítélt *Professor emeritus instituti* elismerésben részesült BAKOS JÓZSEF, DÉZSI ISTVÁN, PÁLLA GABRIELLA és ZIMÁNYI JÓZSEF.

Az intézet a Simonyi-nap évenkénti megrendezését tervezi Simonyi Károly születésnapján.

Jéki László

A Tudomány Világfóruma Budapesten

A 2003 novemberében megrendezett első *Tudomány Világfóruma* sikere nyomán a Magyar Tudományos Akadémia – az UNESCO-val és az ICSU-val együttműködve – 2005. november 10–12. között másodsor is megrendezte a Tudomány Világforumát (WSF 2005). Budapest ezekben a napokban a tudományos világ fővárosává vált, hiszen itt találkoztak egymással a meghatározó tudományos nagyhatalmak vezető tudománypolitikai képviselői és tudósai, az üzleti világ és a társadalom reprezentánsai. A rendezvény témája: tudás, etika és felelősség. Kiemelt figyelmet kapott a tudás társadalmi és gazdasági hasznosítása, az oktatás és az új generáció ügye, valamint a fenntartható fejlődés, fenntartható környezet kérdése.

Magyar kutató a kuratóriumban

*Szegő Károly*t, az MTA Titkárság Természettudományi Főosztályának vezetőjét, a fizikai tudomány doktorát, a KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézetének kutatóját a 2005–2007 közötti időszakra kuratóriumi tagnak választotta a Nemzetközi Asztronautikai Akadémia (International Academy of Astronautics).

A FIZIKAI SZEMLE IV. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

<p>2005 a Fizika Nemzetközi Éve (ELFT Elnöksége) 2</p> <p><i>Alsecz Anita, Osán János, Török Szabina:</i> Röntgenspektroszkópiai módszerek az aktinidák környezeti hatásának vizsgálatában 137</p> <p><i>Anda Gábor, Bencze Attila, Berta Miklós, Dumai Dániel, Gál Kinga, Pokol Gergő:</i> Fúziós nyári iskola a CASTOR tokamaknál 105</p> <p><i>Antal Ákos, Kály-Kullai Kristóf, Farkas Henrik:</i> A napsugárzás spektruma és az emberi szem érzékenysége 199</p> <p><i>Bencze Gyula:</i> Nem élhetünk fizika nélkül 3</p> <p><i>Berényi Dénes:</i> A Fizika Éve – 2005 1</p> <p><i>Berényi Dénes:</i> Az energiakérdés ma – a fizikus szemével 22</p> <p><i>Berényi Dénes:</i> Búcsú a Fizikai Szemléől 405</p> <p><i>Chim-oye Tawee:</i> A nukleáris technika fejlődése a thaiföldi Thammasat Egyetemen 340</p> <p><i>Cserti József:</i> A szívárvány fizikája – I–III. 297, 349, 422</p> <p><i>Csikai Gyula:</i> A neutronfizika másodvirágása 369</p> <p><i>Domokos Péter:</i> Semleges atomok lézeres hűtése és csapdázása 193</p> <p><i>Erdélyi Miklós:</i> Árnycéjféjtés – a számítógépes tomográfia mint a modern orvostudomány eszköze 225</p> <p><i>Gránásy László, Pusztai Tamás, Börzsönyi Tamás:</i> A polikristályos megszilárdulás térelméleti modellezése 203</p> <p><i>Gyulai József:</i> A fizika és a műszaki fejlődés 11</p> <p><i>Hajdu János:</i> Einstein előadásai a statisztikus mechanikáról 1917 őszén 427</p> <p><i>Hámori Krisztián, Tóth Eszter:</i> A CR39 nyomdetektorok ritkán előforduló anomális viselkedése 344</p> <p><i>Héjjas István:</i> A fáziskontraszt-mikroszkóp és tanulságai 314</p> <p><i>Hirn Attila, Apáthy István, Bodnár László, Csöke Antal, Deme Sándor, Pázmándi Tamás:</i> A TRITEL háromtengelyű szilíciumdetektoros teleszkóp fejlesztése 134</p> <p><i>Horváth Árpád:</i> Lássuk a részecskéket! 261</p> <p><i>Horváth Gábor, Barta András, Buchta Krisztián, Varjú Dezső:</i> Binokuláris ferde pillantás a vízfelszínen át 172</p> <p><i>Horváthy P.A.:</i> Bolygómozgás és geometria I–II. 48, 264</p> <p><i>Jéki László:</i> Fizika és a mindennapi élet 35</p> <p><i>Jonah Sunday A.:</i> Neutronaktivációs analízis 5 Ci (185 GBq) Am–Be neutronforrással 336</p> <p><i>Kádár György, Krén Emil:</i> Mágneses szerkezetek és fázisátalakulások vizsgálata neutrondiffrakcióval 414</p> <p><i>Kálmán Péter:</i> Koherens röntgensugárzás keltése kristályban 56</p> <p><i>Király Beáta:</i> Neutron-visszaszórási hatáskeresztmetszet 411</p> <p><i>Köteles György:</i> Fizika az orvoslásban 17</p> <p><i>Krassói Kornélia, Zanati Béla:</i> Egy tudós tanár – 100 éve született Vermes Miklós 161</p> <p><i>Krasznaborkay Attila:</i> A pionikus atomok energiaszintjei és a neutronbőr 85</p> <p><i>Kucsman Árpád:</i> Emlékezés Vermes Miklósrá, a Fasori Gimnázium tanárára 164</p> <p><i>Kublevszkij Szergej:</i> Kapillárisisküléssel gerjesztett lágyröntgen-lézer 53</p> <p><i>Kun Mária:</i> Fiatal csillagok és környezetük kölcsönhatásai 309</p> <p><i>Mészáros Péter:</i> A nagyenergiájú neutrínók és a kozmikus sugárzás fizikája és asztrofizikája 302</p> <p><i>Nagy Márton:</i> Emlékezés Vermes Miklósrá születésének 100. évfordulóján 171</p> <p><i>Németh Judit:</i> Fizika és társadalom 4</p> <p><i>Pálfalvi József, Szabó Julianna, Eördögh Imre:</i> „Miképpen a földön, azonképpen az űrben is” 130</p> <p><i>Palló Gábor:</i> Az ébrenjáró: Arthur Koestler 406</p> <p><i>Papp Tibor:</i> A Lagrange-mechanika alapjai 306</p> <p><i>Perjés Zoltán:</i> Precíziós gravitációs kísérletek 45</p>	<p><i>Pokol Gergő, Pór Gábor, Zoletnik Sándor:</i> Transzport-releváns fluktuációk mérése a Wendelstein 7-AS fúziós berendezésen 125</p> <p><i>Qaim Syed M., Sudár Sándor, Fessler Andreas:</i> A reakciócsatorna hatása az izomér hatáskeresztmetszet-arányra 333</p> <p><i>Rácz István:</i> Létezik-e a kozmikus cenzor? 382</p> <p><i>Radnai Gyula:</i> Vermes Miklós és az Egyetem 166</p> <p><i>Radnóti Katalin:</i> A fizika tantárgy helyzete egy vizsgálat tükrében – 2 268</p> <p><i>Schweitzer Ferenc:</i> Jégkorszakok ciklusos váltakozásának lehetősége a neogénben 96</p> <p><i>Semkova Valentina, Plompen Arjan J.M.:</i> A Ni → ⁶⁰Co és Cu → ⁶⁰Co aktivációs hatáskeresztmetszete 13 és 20 MeV között 347</p> <p><i>Staar Gyula:</i> Vermes Miklós és a Természettudományi Közlöny 168</p> <p><i>Sikkösd Csaba:</i> Köszöntő 117</p> <p><i>Szabó György:</i> Versengő társulások 378</p> <p><i>Szatmáry Zoltán:</i> Az atomenergia hasznosítása és a fizika 29</p> <p><i>Szatmáry Zoltán:</i> Neutronzaj reaktorokban 371</p> <p><i>Tegze Miklós:</i> Röntgenholográfia: atomok három dimenzióban 91</p> <p><i>Tóth Eszter, Hámori Krisztián:</i> A lakótéri radonszint eloszlásáról 375</p> <p><i>Tóth Imre:</i> Mekkora az üstökösragok 432</p> <p><i>Ujfaludi László:</i> Időjárás, éghajlatváltozás 61</p> <p><i>Vámos Tibor:</i> Fizika – fűszisz – információs társadalom 8</p> <p><i>Varga Zsolt, Zoriy Myroslav V., Becker J. Sabine:</i> Mintaelőkészítési módszerek ²²⁶Ra ásványvizekből indukтив csatolású plazma-tömegspektrometriával történő meghatározására 140</p> <p><i>Veres Árpád:</i> A nukleáris hulladékkezelés újabb irányai 122</p> <p><i>Vidovszky Zoltán:</i> A jövő atomerőművei 118</p> <p><i>Zimányi László:</i> Spektroszkópia, algebra és bioenergetika 229</p> <p><i>Zoletnik Sándor:</i> Szabályozott magfúzió mágneses összetartással I–II. 100, 234</p> <p><i>Zsolnay Éva, Trkov Andrej:</i> Új reaktordozimetriai hatáskeresztmetszet-könyvtár, IRDF-2002 338</p>
MEGEMLÉKEZÉSEK	
<p>A neutrínó visszalökő hatásának észlelése a ⁶He béta- bomlásában – 50 évvel ezelőtt (<i>Dóczi Rita</i>) 356</p> <p>Csikai Gyula 75 éves (<i>Lovas Rezső</i>) 355</p> <p>Emlékezés Vermes Miklósrá (<i>Kövesi Sándorné</i>) 182</p> <p>Emléktáblát avattunk (<i>Rósa Géza</i>) 276</p> <p>Emlékezés Szigeti György akadémikus születésének 100. évfordulója alkalmából (<i>Gergely György</i>) 212</p> <p>Farkas Henrik, 1942–2005 (<i>Noszticzius Zoltán</i>) 399</p> <p><i>Hartmann Ervin:</i> Egyetemi tanári kinevezés 1935-ben – Gyulai Zoltán 110</p> <p><i>Keszthelyi Lajos:</i> Faragó Péter 67</p> <p><i>Király Péter:</i> Jánossy Lajos, a fizikus 274</p> <p><i>Klopper Ervin:</i> Tisztelgés a Simonyi-féle gyorsítóépítő iskolának 317</p> <p>Koch József, 1931–2005 (<i>Fenyves Ervin</i>) 274</p> <p>Krasznai István, 1933–2004 (<i>Földes János</i>) 72</p> <p>Makranczy Béla, 1912–2004 (<i>Raics Péter, Hadbázy Tibor</i>) 211</p> <p>Megemlékezés Muki bácsi 100. születésnapján (<i>Sebestyén Zoltánné</i>) 184</p> <p>Mindig izgatott a „miért?” kérdése – <i>Jéki László</i> beszélgetése <i>Pál Lénárd</i> akadémikussal 395</p> <p>Nagyon szubjektíven Vermes tanár úrról (<i>Tótfalusi Istvánné Koncz Éva</i>) 183</p> <p>Pál Lénárd 80 éves (<i>Berényi Dénes</i>) 387</p> <p>Pál Lénárd és a Központi Fizikai Kutató Intézet (<i>Tétényi Pál</i>) 393</p> <p>Pál Lénárd köszöntése három pályatárstól (<i>Lovas István, Kroó Norbert, Gyulai József</i>) 388</p>	

Perjés Zoltán, 1943–2004 (<i>Rács István</i>)	70
<i>Radnai Gyula</i> : Száz éve született Vermes Miklós	441
Vermes tanár úr – a mi Muki bácsink (<i>Vastagb György</i>)	181

A FIZIKA TANÍTÁSA

A XXVIII. Országos Általános Iskolai Fizikatanári Ankét és Eszközkiállítás (<i>Jubász Nándor</i>)	254
<i>Békéssy László István, Bustya Áron</i> : Fizikai kettősinga vizsgálata – kaotikussá váló mechanikai síkmozgás egy példája	185
<i>Csákány Antalné, Jubász Nándor, Ősz György, Vida József</i> : 15 éves az Öveges József Fizikaverseny	282
<i>Erlichné Bogdán Katalin, Dede Miklós, Darai Judit, Demény András</i> : Hely- és időmérés, adatfeldolgozás V-Scope és számítógép alkalmazásával	213
<i>Gruíz Márton, Tél Tamás</i> : Káoszról, kicsit bővebben	218
Képriport a 2004. évi Eötvös-verseny ünnepélyes eredményhirdetéséről (<i>Harkai Zsolt, Radnai Gyula</i>)	79
<i>Kis Tamás, Papp Zoltán</i> : A radioaktivitás tanítása, társadalmi hatások	248
<i>Mester András</i> : Orvosi fizika és a középiskolai magfizika-oktatás	146
<i>Pálfalvi László</i> : A 2004. évi Eötvös-verseny feladata: a Kepler-probléma mágneses térben	74
<i>Pálfalvi László</i> : Ismét Földközelpén a Mars!	319
<i>Radnóti Katalin</i> : A középiskolai fizikaoktatás problémái egy felmérés tükrében	148
<i>Sudár Sándor</i> : Számítógépes szimulációk és vizuális módszerek a fizikaoktatásban	362
<i>Szűcs József</i> : Nukleáris műveltség megalapozásának lehetősége 13–16 éves korú tanulóknál	143
<i>Vannay László, Fülöp Ferenc, Máthé József, Nagy Tamás</i> : A Fizika Országos Középiskolai Tanulmányi Verseny harmadik fordulója a harmadik kategória részére – 2005	400

MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

A káosz (<i>Gruíz Márton, Tél Tamás</i>)	191
A mikrohullámú sütő (<i>Härtlein Károly</i>)	114
A Nipkow-tárcsától a színes televízióig – I–II. (<i>Mester András</i>)	367, 403
Az atommágtól a konnektorig (<i>Sükkösd Csaba</i>)	153
Fényképezés film nélkül (<i>Ujvári Sándor</i>)	292
Fraktálok (<i>Vicsek Tamás</i>)	221
Hogyan árnyékolható le a mobiltelefon (<i>Tichy Géza</i>)	323
Levele érkezett (<i>Bagoly Zsolt, Papp Gábor</i>)	41
Orvosi képpalkotó eljárások I–III. (<i>Faigel Gyula</i>)	83, 260, 448

INTÉZETEINK – TANSZÉKEINK

Bemutatkozik az ELTE Biológiai Fizika Tanszéke	276
Egyetemek fizikai tanszékei és fizikai kutatóintézetek Magyarországon	73

AKADÉMIAI OSZTÁLYKÖZLEMÉNYEK

A Magyar Tudományos Akadémia 174. közgyűlése	256
--	-----

TÁRSULATI ÉLET

A Fizikai Szemle olvasóihoz	42
Az ELFT 2005. évi Tisztújító Küldöttközgyűlése	288
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2004. évi díjai	82
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Közhasznúsági jelentése a 2004. évről	289
Az Eötvös Társulat Tisztújító Küldöttközgyűlése	220
Az Eötvös Társulat Közgyűlése – meghirdetés	160
Felhívás javaslatételre	116
Felhívás támogatásra (<i>Kiss Ádám</i>)	116

HÍREK – ESEMÉNYEK

2005. évi Ifjúsági Bolyai-díjasok (<i>Horváth Gábor</i>)	450
A 75 éves Koltay Ede köszöntése (<i>K.Á.Z.</i>)	450

A Japán-Magyar Együttműködési Fórum ülése a Magyar Tudományos Akadémián	450
A kvantumoptika és -elektronika legújabb eredményei	158
A NuPECC távlati terve (<i>Lovas Rezső</i>)	222
A Tudomány Világfóruma Budapesten	450
Aktinidák és hasadási termékek particionálása és transzmutációja konferencia	156
Átadták a Talentum akadémiai díjakat	224
CEPAS 2005 (<i>Paripás Béla</i>)	368
Díszdoktorrá avatás Ungváron	450
Elhunyt Joseph Rotblat	450
Ericsson-díjak	450
Fizikai előadássorozat az ELTE TTK-n	449
Gábor Dénes-díj 2004	44
Kitüntetés augusztus 20. alkalmából	332
Kitüntetések	157
Kitüntetések a Magyar Tudomány Ünnepe	449
Kvarkanyag világkonferencia Budapesten (<i>Lévai Péter, Csörgő Tamás</i>)	404
Leonardo da Vinci Budapesten (<i>Kármán Tamás</i>)	160
Magyar kutató a kuratóriumban	450
Magyar részvétel a Rosetta–Philae űrmisszióban (<i>Jéki László</i>)	224
Megállapodás az ITER felépítéséről (<i>Jéki László</i>)	296
Nobel-békedíj, 2005 (<i>SCS</i>)	361
Rátz Tanár Úr Életműdíj	450
Részecskefizikai diákműhely (<i>Horváth Árpád</i>)	294
Simonyi-nap a KFKI-ban (<i>Jéki László</i>)	450
Születésnap köszöntő – Kollár János	450

A FIZIKA VILÁGÉVE HÍREI

A Fizika Éve és a magyar tudományos ismeretterjesztő film (<i>Bencze Gyula</i>)	192
Az Európai Fizikai Társulat programjai (<i>Nagy Dénes Lajos</i>)	84
Fény a világ körül – in memoriam Albert Einstein	325

VÉLEMÉNYEK

A BME Kémiai Fizika Tanszékének helyzete (<i>Noszticzius Zoltán, Farkas Henrik</i>)	332
A PET és a környezet (<i>Trón Lajos</i>)	43
Megjegyzés egy relativitáselmélet-értelmezéshez (<i>András Ferenc</i>)	328
Mit tanultam a Volta-pisztoly kapcsán? (<i>Török István</i>)	296
<i>Raics Péter</i> : Alapkutatás, alkalmazás, innováció tudományegyetemen ... meddig?	445
<i>Szentgyörgyi Zsuzsa</i> : Prométheusz megmagyarázza	152

LEVÉL A SZERKESZTŐHÖZ

<i>Hajdu Ferenc</i>	192
<i>Lovas István</i>	368

KÖNYVESPOLC

Bíró Béla: Véges végtelen (<i>Berényi Dénes</i>)	224
Dér–Radnai–Soós: Fizikai feladatok I–II. (<i>Légrádi Imre</i>)	224
Gingyikin Sz.Gy.: Történetek fizikusokról és matematikusokról (<i>Berényi Dénes</i>)	260
Kovács László: Neumann János és magyar tanárai (<i>Hudoba György</i>)	44
Moss Ralph W.: Szent-Györgyi Albert (<i>Radnóti Katalin</i>)	160
Nahalka István: Hogyan alakul ki a tudás a gyerekekben (<i>Radnóti Katalin</i>)	224
Schiller Róbert: Egy kultúra között (<i>Végh László</i>)	116
Tusnády Gábor: Sztochasztika (<i>Berényi Dénes</i>)	368

NÉGYSZÖGLETES KERÉK	116, 159
--------------------------------------	----------

PÁLYÁZATOK

Pályázat a „Fizika Éve” megünneplésére	40
--	----

FIZIKUSNAPTÁR	296
--------------------------------	-----

A 75 éves Koltay Ede köszöntése

Koltay Ede, aki az elmúlt 40 évben mind a mai napig az ATOMKI egyik meghatározó egyénisége, szeptember 16-án töltötte be 75. életévét. Munkatársai a szeptember 15-i intézeti szemináriumot szentelték annak, hogy köszöntsék őt ebből az alkalomból.

Az előadók, *Kiss Árpád Zoltán* tudományos tanácsadó, a régi kollégák képviselőiben, *Gyürky György* és *Kertész Zsófia* a fiatal nemzedékből, *A Van de Graaff gyorsítótól a szaharai homokviharokig* címen mutatták be három részre tagolt előadásukat. Az első rész korabeli fényképek segítségével felvillantotta Koltay Ede tudományos pályájának egy-egy jelentősebb eseményét: az egykori KLTE Kísérlet Fizikai Intézetben a még *Szalay Sándor* professzor kezdeményezésére épült szabadtéri Van de Graaff gyorsítót, az ahhoz kapcsolódó publikációkat, majd 1963-tól a MTA Atommagkutató Intézetében folytatódó munkát, az 1 MV és 5 MV feszültségű tankgenerátorokat. Az előadás rámutatott arra, hogy ezek a berendezések nem csupán műszaki létesítmények voltak. Jelentős, a nemzetközi irodalomban is publikált, új gyorsítófizikai kutatási eredmények kötődtek hozzájuk, és azokra is, amelyek hatatos közreműködésével más kutatócsoportokban jöttek létre.

Mindezekből a kutatási irányokból, és az ugyancsak Koltay Ede kezdeményezésére megvalósult első hazai nukleáris mikroszonda számtalan alkalmazásából nőttek ki azok az újabb kutatások az atom- és magfizikában, továbbá ezek alkalmazásaiban, amelyek kifejtése helyett csupán két terület, a nukleáris asztrofizika és az aeroszolkutatás bemutatására volt idő.

Az intézeti nukleáris asztrofizikai kutatások a korábbi sugárzásos befogási reakciókkal végzett magkutatásból fejlődtek ki, meghonosításukat már *Somorjai Endre*, Koltay Edének a gyorsítóépítésben szintén részt vett régi munkatársa kezdeményezte. Az úgynevezett asztrofizikai p-folyamatok vizsgálata a korábban létrehozott intézeti detektálási technikát és gyorsítóparkot igényli. A kiterjedt és intenzív nemzetközi együttműködésekre alapozott kísérleti munka igen lényeges jellemzője, hogy ezek során a külföldről (USA, Németország, Törökország, Svájc) ideérkező kutatók használják a Koltay Ede és munkatársai által létrehozott gyorsítóberendezéseket.

Az aeroszolkutatás kezdete az intézetben az 1980-as évekre nyúlik vissza, egyidős a PIXE módszer hazai bevezetésével, annak egyik első alkalmazását képviseli, és ez jelenleg is Koltay Ede kedvenc témája. Az intézet által végzett aeroszolminta-gyűjtés és azok PIXE módszerrel történt elemanalízisének eredményeiből létrehozott közel két évtizedes adatbázisra, valamint a mesterséges holdak (Nimbus-7 stb.) megfigyeléseire támaszkodva kimutatta azokat az eseményeket, amelyek során a szaharai homokviharok hatása elért egészen hazánkig, elérte Debrecent, a szaharai eredet kimutatható volt az itt gyűjtött aeroszolmintákban.

Az előadást *Csikai Gyula* kiegészítette azzal, hogy felhívta a figyelmet Koltay Edének egy más témával, a neutronforrás abszolút intenzitásának mérésével foglalkozó korai közleményére, amely téma aktualitását 50 év után ma sem veszítette el, valamint az 1963-ban publikált



Koltay Ede (baloldalt) fogadja Lovas Rezsőnek, az ATOMKI igazgatójának köszöntését.

${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ reakció vizsgálatára, amelyből származó neutronspektrum a mai transzmutációs kutatásokban is döntő szerepet játszik.

A köszöntés további eseményeként *Lovas Rezső* intézeti igazgató felolvasta határozatát a közalkalmazotti jogviszonya megszűnésével egyidőben KOLTAY EDE-nek adományozott *Professor emeritus instituti* címről, amelyet a következő mondattal zárt: „Ede-től példát vehetünk arról, hogyan lehet összeegyeztetni a műszerfejlesztést a tudománnyal, a tudományos kutatást az egyetemi tanítással és az utánpótlás-neveléssel, és a szakemberléletet a teljes emberi léttel.”

K.Á.Z.

Születésnap köszöntő

Kollár János igazgató tudományos ülés keretében köszöntötték az MTA Szilárdtestfizikai és Optikai kutatóintézetében 60. születésnapja alkalmából. A tudományos ülés kezdetén az ünnepeltet *Kroó Norbert* az MTA alelnöke köszöntötte.

Elhunyt Joseph Rotblat

Életének 97. évében meghalt a neves fizikus, *Joseph Rotblat*, a Pugwash-mozgalom egyik alapítója, egyike azoknak, akik az Einstein–Ruszel-manifesztumot aláírták 1955-ben figyelmeztetve a világot a nukleáris hadviselés végzetes következményeire. Ő azon kevesek közé tartozott, akik egy bizonyos ponton túl nem voltak hajlandók a Manhattan-programon dolgozni Los Alamosban. Rotblat kezdetől fogva vezető tisztséget töltött be a mozgalomban, először mint főtitkár, majd mint elnök, illetve tiszteletbeli elnök. 1995-ben a Pugwash-mozgalom és Rotblat professzor közösen kapták meg a Nobel Béke-díjat.



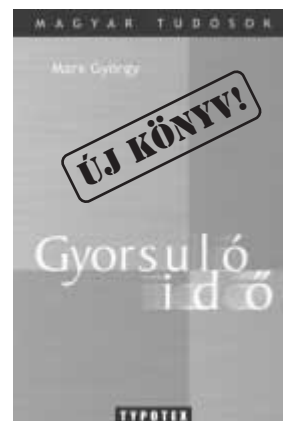
Juhász Ferenc, Patkós András, Sükösd Csaba szerkesztésében
a Typotex kiadónál megjelent

Marx György

Gyorsuló idő válogatott tanulmányok.

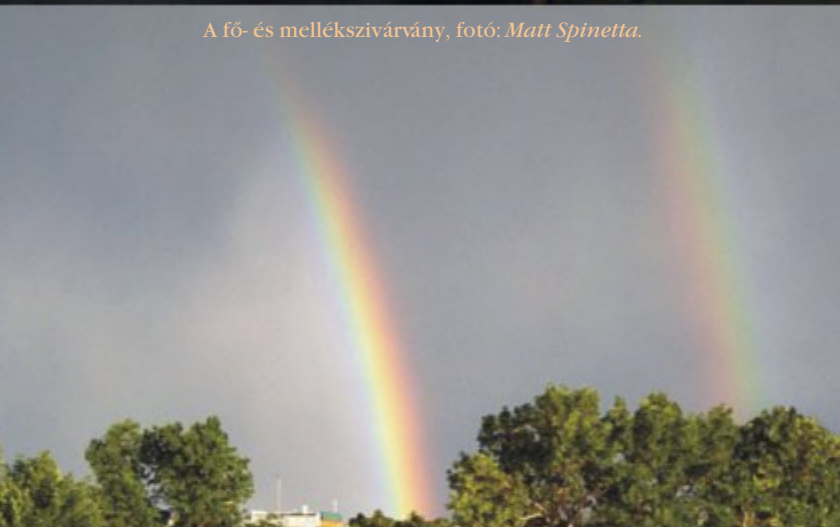
A tartalomról:

Gyorsuló idő; A modern fizika forradalma és József Attila; Modernizációs Charta; Természettudományos írástudás; Az iskola új feladata; Endymion felébredt; Bölcsőnk, az Unioerzum; Szubjektív világtörténelem; Földnek adni az ég tüzeit; Oxigén, ózon, civilizáció; Csernobil leckéje; A tudatlanság kockázata; Születni veszélyes; A fermiontöltés megmaradásáról; A netrinócsillagászat lehetőségeiről
Kapható a könyvesboltokban, a kiadónál és az Eötvös Társulatban.





Repülőgép árnyéka körül látható színes gyűrűk, a glória, fotó: *Jonathan Lansey*.



A fő- és mellékszivárvány, fotó: *Matt Spinetta*.



A Nap körül látható színes gyűrűk, a koszorú. A Nap közvetlen fénye egy koronggal van kitakarva, fotó: *Richard Fleet*.



Főszivárvány, fotó: *Karl Kaiser*.



Jámulékos ívek a főszivárvány alatt, fotó: *Richard Fleet*.