

fizikai szemle

A modern, multi-story building with a facade of grey metal panels and large glass windows. The building is viewed from a low angle, making it appear tall and imposing. The sky is clear and blue. In the foreground, there is a construction site with dark brown soil and some small yellow flowers.

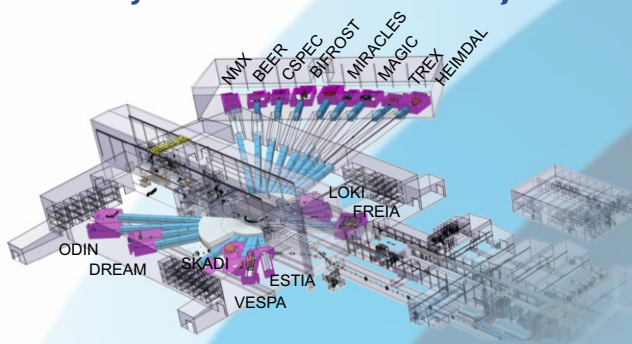
A 125 éves Társulat
vándorgyűlése
az ELI-ALPS városában

2016/7-8

Az ESS (European Spallation Source – Európai Spallációs Neutronforrás) az Európai Unió legnagyobb kutatási infrastruktúra-beruházása. Az ESS olyan nagyenergiájú részecskegyorsító, amely nagy sebességű protonokat ütköztet nehéz atomokkal. Az ESS a Mezei Ferenc által kidolgozott hosszúimpulzus-koncepciót fogja használni, és a világ legnagyobb intenzitású spallációs neutronforrása lesz. Ez, a meglévő (USA, Japán) központokban működő berendezéseknél nagyobb teljesítmény számos tudományterületen fog egyedülálló kutatási lehetőséget biztosítani.

A neutronszórás a kondenzált rendszerek szerkezetvizsgálataiban vált nélkülözhetetlen módszerré, mint az anyagtudományokban, a technológiai és ipari alkalmazásokban, a műszaki tudományokban, gépészetben, új anyagok előállításában, nanotechnológiában, energiatárolásban/átalakításban, biotechnológiában, a geológiai és régészeti kutatásokban is.

22 kutató nagyberendezést terveznek, amelyből 2023-ra 16 üzemel majd



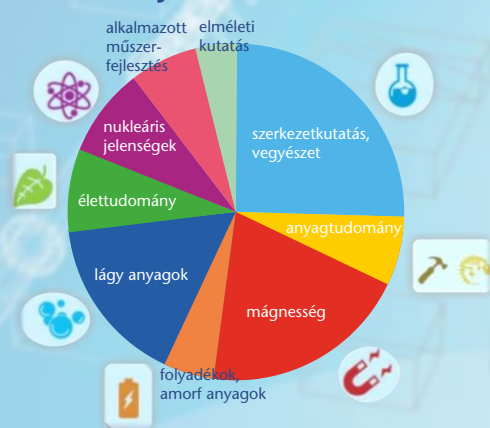
Technikai paraméterek

Proton kinetikus energiája: 2 GeV
 Átlagteljesítmény: 5 MW, 14 Hz
 Impulzushossz: 2,86 ms
 Átlagos impulzusáram: 62,5 mA
 Volfrám céltárgy (2,5 m átmérő x 10 cm magas, 7900 db volfrám téglá)
 He-gáz hűtés (3 MW kapacitás, 3 kg/s áramlási sebesség)
 Kétféle moderátor (folyékony H₂, víz)
 Lineáris protongyorsító hossza: 602,5 m
 Éves működés: 6000 h

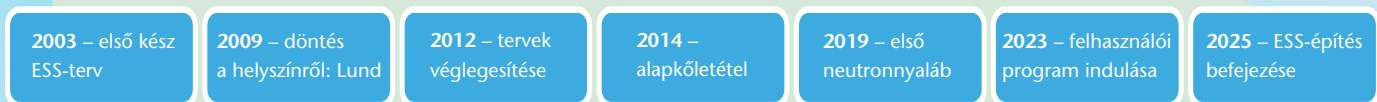
Az ESS új lehetőségeket nyit a tudományban



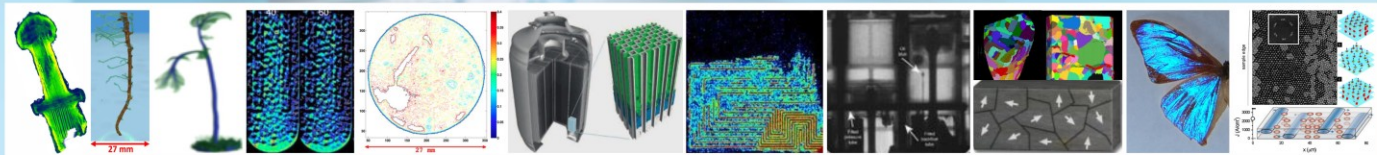
Neutronok tervezett eloszlása a tudományterületek között



ESS időskála



archeológia-mezőgazdaság-anyagtudomány-közlekedés-energia-közetek-biológiai struktúrák-mágnesség



<https://europeanspallationsource.se>

A B-ESS H2020 projekt hat munkacsomag segítségével előkészíti, támogatja és koordinálja az ESS projekt megvalósulását, így biztosítja a technikai fejlesztési és kommunikációs munkák háttérét.

brightness

résztevők: 18 EU partner, 11 ország, 36 hónap
 költségvetés: 20 Meuro

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.

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

Főszerkesztő:

Szatmáry Zoltán

Szerkesztőbizottság:

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

Szerkesztő:

Lendvai János

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A folyóirat e-mail címe:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A beküldött tudományos, ismeretterjesztő és fizikatanítási cikkek a Szerkesztőbizottság, illetve az általa felkért, a témában elismert szakértő jóváhagyó véleménye után jelenhetnek meg.

A folyóirat honlapja:

http://www.fizikaiszemle.hu



QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

QR code linking to the journal's website

<i>Horváth Ákos: Tudományos és kutatásfejlesztési áttörések az Európai Spallációs Neutronforrásnál</i>	218
<i>Magyar koncepció és részelemek alapvető hozzájárulást adnak az európai nagyberendezés létrehozásához</i>	
<i>Fábián Margit: Amorf anyagok összetételének optimalizálása radioaktív hulladékok kondicionálására</i>	221
<i>Korszerű anyagtudomány új megoldási lehetőséget kínál az atomerőművi hulladékok tárolásának problémájára</i>	
<i>Németh Csaba: A Sudbury Neutrínó Observatórium – 2. rész</i>	228
<i>Az SNO+ projekt érdekességei</i>	
<i>Érdi Bálint: Tengelyszimmetrikus centrális konfigurációk a négytestproblémában</i>	236
<i>Nagyjelentőségű égi mechanikai eredmény, amelyet a Nature szerkesztőségi cikkben méltatott</i>	
<i>Rácz Gábor, Csabai István: Az Univerzum gyorsuló tágulása</i>	241
<i>Nemrég jelent meg elemzések arra utalnak, hogy a standard kozmológiai modell módosításra vagy lecserelésre szorul</i>	
<i>Krasznaborkay Attila: Az ötödik kölcsönhatás nyomában</i>	248
<i>Debreceni kutatók nagy nemzetközi feltűnést keltő felfedezése</i>	
<i>Radnóti Katalin: Az európai természettudomány előfutárai – az iszlám aranykor tudósai</i>	254
<i>Iszlám tudósok szerepét gyakran elbanyagoljuk Európában</i>	
IN MEMORIAM...	
<i>Radnai Gyula: Centenáriumi megemlékezések, 2016 – 1. rész</i>	266
<i>Öt jelentős fizikus halálának 100. évfordulójára</i>	
<i>Radnóti Katalin: Megemlékezés Hevesy György halálának 50. évfordulójáról</i>	272
<i>Emlékezés az izotópos nyomjelzés Nobel-díjas felfedezőjére</i>	
A FIZIKA TANÍTÁSA	
<i>Bartos-Elekes István: Egyszerű kísérlet rugalmas ingával</i>	273
<i>Laborgyakorlat és versenyfeladat az Ady Endre Líceumban</i>	
HÍREK – ESEMÉNYEK	
<i>Nagy Károly (1926–2016)</i>	281
<i>Felsőoktatási és tudományos díjak, 2016</i>	282
<i>Európai érdekességek a Europhysics News válogatásában</i>	284
MELLÉKLET	
<i>Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Vándorgyűlése</i>	
<i>Á. Horváth: Scientific and research development breakthroughs at the European Spallation Source</i>	
<i>M. Fábián: Optimizing the constitution of amorphous materials for radioactive waste conditioning</i>	
<i>Cs. Németh: The Sudbury Neutrino Observatory – Part 2</i>	
<i>B. Érdi: Central configurations of four bodies with an axial symmetry</i>	
<i>G. Rácz, I. Csabai: Accelerating expansion of the Universe</i>	
<i>A. Krasznaborkay: Pursuing the fifth interaction</i>	
<i>K. Radnóti: Scientists of the golden age of Islam: forerunners of European science</i>	
IN MEMORIAM...	
<i>Gy. Radnai: Centenary commemorations 2016</i>	
<i>K. Radnóti: Commemorating the 50th anniversary of the death of George Hevesy</i>	
TEACHING PHYSICS	
<i>I. Bartos-Elekes: Simple experiment with an elastic pendulum</i>	
EVENTS, SUPPLEMENT	



TUDOMÁNYOS ÉS KUTATÁSFEJLESZTÉSI ÁTTÖRÉSEK AZ EURÓPAI SPALLÁCIÓS NEUTRONFORRÁSNÁL

Horváth Ákos
elnök, Magyar ESS Bizottság
MTA Energiatudományi Kutatóközpont

Az elmúlt évtizedekben a neutronforrásokra alapozott kísérleti eszközöknek nagy szerepe volt az anyagtudomány fejlődésében. A mindennapi életben számos olyan használati tárgy vesz körül bennünket, amelyek kifejlesztéséhez az anyagi tulajdonságok részletes ismerete és így az anyagtudomány fejlett kísérleti technikáinak alkalmazása szükséges. Az anyagok szerkezetének részletes, atomi szintű megismerését segítik a különféle diffrakciós módszerek. A neutron- és röntgendiffrakciós vizsgálatok egymást kiegészítő eszközök: amíg a röntgensugárzás segítségével az elektronszerkezetet és az atomok térbeli elhelyezkedését tanulmányozhatjuk, a neutronokkal az atommagok térbeli elhelyezkedéséről és a mágneses tulajdonságokról szerezhetünk információt. A neutronok speciális tulajdonságait felhasználhatjuk mágneses vékonyrétegek vizsgálatára éppen úgy, mint a hegesztett szerkezetekben maradó mechanikai feszültségek felderítésére. Számos, a természet által inspirált napenergia-átalakító rendszer a szilárd hordozóra kötött katalizátorrétegek használatán alapul, amellyel hidrogén termelhető. A neutronok hidrogénérzékenységét kihasználva a fényerő-változtatás hatására létrejövő szerkezetváltozások jól tanulmányozhatók kisszögű neutronsórás-mérésekkel.

A neutron semlegességének egyik következménye, hogy mélyen be tud hatolni az anyagok belsejébe, és ezáltal a neutronsórás-kísérletek a mérnöki gyakorlatban használt próbatetek vizsgálatában is jól alkalmazhatók. A neutronsórás – azaz a mag- és mágneses szóródás – a kondenzált rendszerek szerkezetvizsgálatában vált nélkülözhetetlen módszerré, majd az anyagtudomány területén gyorsan ipari alkalmazásra talált [1]. A termikus neutronok hullámhossza (1. ábra) összemérhető a kondenzált rendszerekre jellemző atomi távolságokkal (0,05-2 nm) [2].

A neutronok felfedezését követően (Chadwick, 1932) gyors fejlődésnek indult a neutronkutatás, amelynek – társadalmi hatását tekintve – legnagyobb jelentőségű alkalmazása a maghasadáson alapuló

energiatermeléshez kapcsolódik. Az első láncreakciót a chicagói „atommáglyában” indították be 1942-ben, majd a reaktorfizikai fejlesztések eredményeként a második világháború után felépültek az első energiatermelő atomreaktorok. 1957-ben indult az első olyan reaktor Kanadában (NRU, Chalk River), amelynek egyik fő célja neutronnyalábok előállítására volt anyagtudományi kísérletek számára. A világ eddigi legsikeresebb neutronkutató intézete, a nagy fluxusú Institut Laue Langevin (ILL) reaktor Franciaországban, Grenoble-ban épült fel 1972-ben. Az ILL 60 MW termikus teljesítményen üzemel, és $1,5 \cdot 10^{15}$ n/cm²s neutronhozama a legnagyobb a reaktorok között. A folytonos neutronforrások egyik legfiatalabb képviselője a Münchenben működő FRM II reaktor, amely 2004-ben kezdte meg működését [URL2].

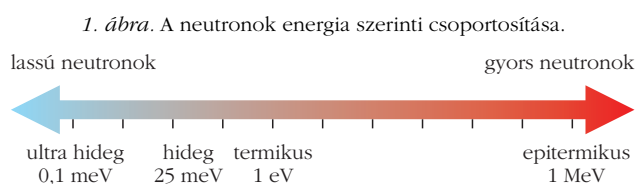
A magyarországi kísérleti neutronos kutatások a „csillebérci atomreaktornál” indultak be és mintegy hat évtizedes múltat tekintenek vissza [3]. A reaktorfelhasználó laboratóriumok (az Energiatudományi Központ és a Wigner Fizikai Kutatóközpont egységei) BNC néven (Budapest Neutron Centre, [URL1]) felhasználói konzorciumként egyesültek. A BNC európai nagyberendezésként a felhasználói neutronközpontok hálózatának elismert tagja [4]. A BNC nem dicsekedhet kimagasló technikai paraméterekkel, mégis az itt dolgozó kutatóknak meghatározó szerepük volt a neutronforrások következő generációjának kialakításában.

A reaktortechnikában a további intenzitásnövelés ára a termikus teljesítmény növelése volna, de ennek nyilvánvalóan megvannak a korlátai. Az egyetlen impulzusüzemű reaktor, amelyet neutronsórás-kísérletekhez építettek, a 60-as években üzembe helyezett dubnai IBR2 reaktor. Mozgatható reflektortárcsák periodikus mozgásával a reaktivitást és a neutronhozamot rövid időre nagymértékben megnövelik, és az 50 μ s hosszú impulzusok alatt $5 \cdot 10^{15}$ n/cm²s neutronhozamot állítanak elő. A reaktor átlagosan 2 MW teljesítményen üzemel, de a rövid impulzusok alatt a teljesítmény akár 850 MW is lehet.

A folyamatos és impulzusüzemű spallációs neutronforrások egy nagyságrenddel nagyobb neutronhozamot képesek biztosítani a fissionos reaktorokhoz



Horváth Ákos 1995-ben végzett az ELTE-n mérnök-fizikusként, PhD fokozatot 2003-ban szerzett. Kutatási területe a magas hőmérsékletű korrózió, atomreaktorok szerkezeti anyagainak sugárkárosodása, öregedése, a negyedik generációs atomreaktorok anyagtudományi, biztonsági kérdései. 2012-től az MTA Energiatudományi Kutatóközpont főigazgatója. 2012–2014 az Európai Neutronkutató Központ (ESS) Target Technical Advisory munkabizottsága tagja, 2015-től a Magyar ESS Bizottság elnöke.





2. ábra. Középen a neutronvezető, mintaállvány (részben takarásban) és balra a nyalábcsapda.

képe. A ma üzemelő spallációs forrásokban gyakran két lépcsőben gyorsítanak protonokat a végső 500-800 MeV energiára, majd a protonokat egy nagy tömegszámú céltárggyal (például volfrám, higany, urán) ütköztetik. Az első lépcsőben egy kisebb teljesítményű lineáris gyorsítót használnak, majd a nyalábot egy szinkrotronban tovább gyorsítják. Az ütközés eredményeként protononként 10-30 gyors neutron keletkezhet, amelyeket ugyanúgy le kell lassítani (termalizálni) az anyagszerkezeti vizsgálatok számára, mint a folytonos források esetében. A lassítás a moderáló közegben történik, ahol a gyors neutronokat könnyű atommagokat tartalmazó közegben sorozatos rugalmas ütközésekkel lelassítják.

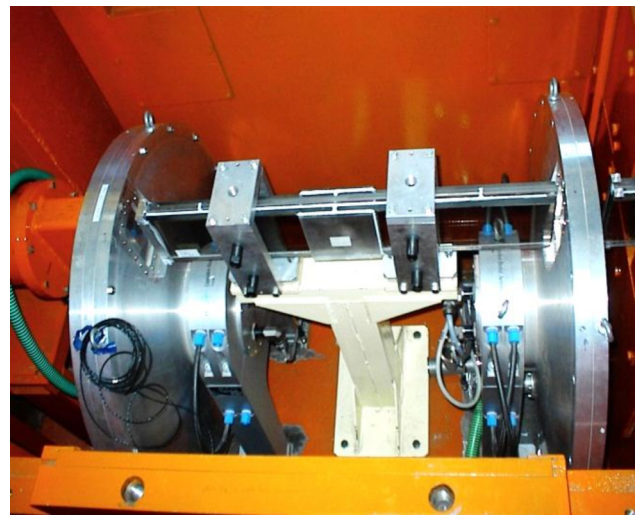
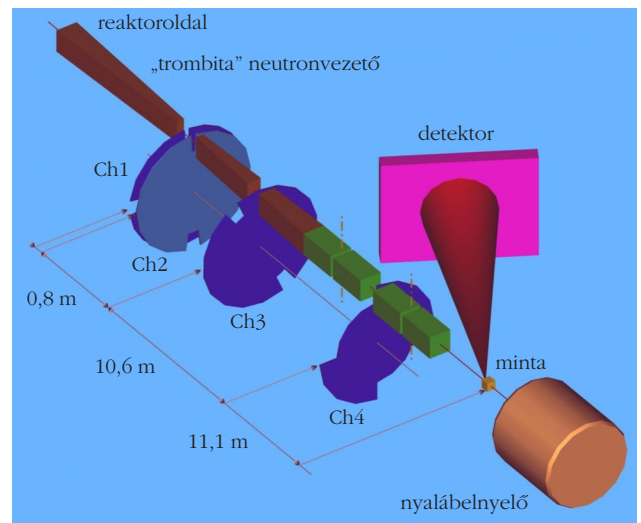
A nyalábot ezek után tovább formálják a neutronvezetőkben (2. ábra). A neutronvezetők belső felülete olyan kialakítású, amelynek segítségével a nagyobb hullámhosszú (tehát kis energiájú) neutronok a teljes visszaverődés elvén nagy távolságra is elvihetőek, miközben a kritikusnál kisebb hullámhosszúak kiszóródnak. Ráadásul a nyaláb a kritikus szög alacsony értéke – egy-két fok – következtében gyakorlatilag teljesen kollimált [5]. Ezen túlmenően a neutronvezetőknek enyhén görbülteknek kell lenniük, hogy azok speciálisan kialakított faláról hullámhossz-szelektíven visszavert neutronok jussanak a mintára és a detektorba, míg az egyenesen tovább haladó, háttérrel növelő rövid hullámhosszú neutronokat és a reaktorból származó direkt gamma-sugárzást a vezető kezdeti szakaszánál ki lehet szűrni.

Ha a neutronvezető felületére több, speciálisan megtervezett vastagságú nikkeltitán réteget párolnak fel, akkor több reflexiót is kapunk a különböző rétegekből, és így végső soron a teljes visszaverődés kritikus határszöge kiterjeszhető. A TiNi neutronvezető szupertükrök több száz elemű rétegszerkezetét úgy alakítják ki, hogy az arról visszaverődő neutronok határszöge a kívánt mértékű legyen [6]. Nagyobb határszög esetén a neutronvezető kisebb (de még így is

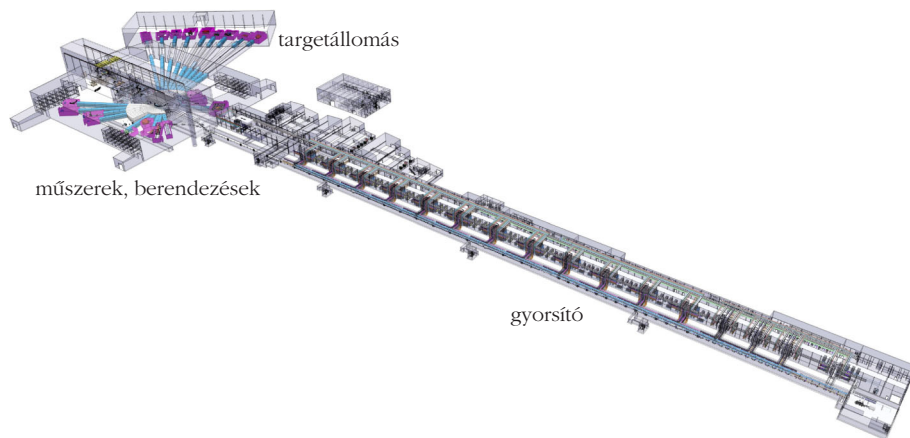
több száz méteres) sugárral görbíthető (ami a reaktortól való távolságot, azaz a szükséges épület méretét csökkenti) ugyanakkor a falon nagyobb mértékű és erősen hullámhossz-szelektív elnyelődést okoz, tovább javítva a mérés jel/zaj viszonyát.

Előnyei ellenére az impulzusüzem alkalmazásának elsődleges célja nem a hasznosított neutronokra jutó hőveszteség minimalizálása, hanem az, hogy optimális felbontást biztosítson a repülési idő méréseit felhasználó neutronszórás-vizsgálatokhoz, azaz minél rövidebb idejű csomagokat állítson elő. Amennyiben a neutronok előállítására folytonos forrást használunk (reaktorban), akkor a repülési idő mérésekhez (és a megfelelő hullámhossztartományba eső neutronok kiválasztásához) nyalábcsapdatot kell alkalmazni.

3. ábra. Fent: a repülési idő spektrométerhez tervezett nyalábcsapdat a Budapesti Kutatóreaktorban. A tárcsák (Ch1–Ch4) anyaga szénszálalás epoxigyanta, amelynek felületét neutronelnyelő GdO_2 réteggel vonták be. Az első két tárcsa (Ch1, Ch2) polikromatikus impulzusokat vág ki a folytonos neutronnyalábból. A második két tárcsával (Ch3, Ch4) a megfelelő hullámhossztartományokat tudják kiválasztani, illetve megszüntetik az egymást követő impulzusok közötti átfedéseket [8]. Lent: a Budapesti Kutatóreaktorban működő nyalábcsapdató fényképe. Balra a Ch1+Ch2 dupla csopper, jobbra a Ch3, köztük egy neutronvezető szakasz.



A forrás intenzitásának további növelése céljából Mezei Ferenc 1995-ben egy olyan egylépcsős koncepciót javasolt [7], amelyben a lineáris gyorsítóban előállított protonokat közvetlenül a cél-tárgyra engedjük. Az így előállított, a korábbihoz képest lényegesen hosszabb idejű impulzusban keletkező neutronok közül, a moderátorban történt lassítás után, nyalábszaggatóval választjuk ki a megfelelő hullámhossztartományban lévőket. A hosszú impulzus néven ismert koncepciót később beépítették a svédországi Lundban felépülő



4. ábra. Az Európai Spallációs Forrás (ESS) Svédországban, Lundban fog felépülni. A berendezés nyalábteljesítménye 5 MW; a protonokat 2,5 GeV-re gyorsítják a 600 m hosszú lineáris gyorsítóban. A forgó céltárgy anyaga volfrám, héliumhűtéssel. A berendezés tervezett beruházási költsége 1,84 milliárd euró (2013. évi adat).

ESS (European Spallation Source – Európai Spallációs Neutronforrás) terveibe. A hosszúimpulzus-koncepció egyik következménye, hogy a kétlépcsős gyorsítás második elemére, a szinkrotronra nincs szükség, ami költségcsökkentéssel jár. További előny, hogy a forgó céltárgy felmelegedése könnyebben kezelhető.

Ugyanakkor egy megfelelően kialakított többletárcsás mechanikus nyalábszaggatót kell alkalmazni a megfelelő hullámforma kialakításához, amit Mezei és kollégái megterveztek és a Budapest Kutatóreaktorban ki is próbáltak (3. ábra) [8, 9].

A neutronok lassítását szolgáló moderátor geometriai optimalizálása révén az utóbbi években további intenzitásnövekedést sikerült elérni. A neutronok haladási irányával párhuzamos irányban megnyújtott alakú (kvázi 2D vagy „lapos”) moderátor és az azt körülvevő közeg a lelassított neutronokat a csatornák irányába „tereli”, ezáltal csökkentve a kiszóródott neutronok által okozott veszteséget [10]. A kísérletileg is igazolt 2-3-szoros intenzitásnövekedés nemcsak az ESS-ben, hanem – a moderátorok cseréjével – más berendezésekben is elérhető lesz.

A hosszú impulzus elvének alkalmazásával járó költségcsökkentés árán az ESS számára egy nagyobb teljesítményű lineáris gyorsítót terveztek. A 2,9 ms hosszú impulzusok 14 Hz ismétlési frekvenciával követik egymást és a protonokat 2,5 GeV-re gyorsítják majd. Az ESS átlagos nyalábteljesítménye 5 MW lesz. A forgó céltárgy anyaga volfrám (egy acélhenger belsőjében), amelyet héliummal fognak hűteni.

Az ESS európai nagyberendezésként, a tagországok közös beruházásaként a következő évtizedben valósulhat meg (4. ábra). Az ESS 1,84 milliárd euró (2013-as adat) tervezett beruházási költségének felét Svédország, Norvégia és Dánia vállalták. A beruházási költségek másik felét 14 tagország fizeti. A majdani működési költségekből (évi körülbelül 140 millió euró) a skandináv országok viszont csak 15%-ot vállaltak, a többi ország hozzájárulása pedig a használatlalt lesz arányos. Magyarország az elsők között csatlakozott a konzorciumhoz 2014-ben. Mivel a tagdij 70%-át

természetbeni hozzájárulás (*inkind*) formájában is lehet teljesíteni, ez a hazai kutatás-fejlesztéssel foglalkozó intézetek és a műszergyártás területén tevékenykedő vállalkozások számára is további lehetőségeket tartogat.

A Magyar Kormány 2014–2025 között évi 1,6 millió euró tagdíj befizetését vállalta, amelynek 70%-át Magyarországon elköltendő természetbeni hozzájárulás formájában teljesíti. A beszállítás szakmai koordinálását a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal intézi az NKFI Hivatal elnöke által felállított Magyar ESS Bizottságon (MEB) keresztül. A MEB tagjai között vannak a neutronos kutatással foglalkozó három releváns akadémiai kutatóintézet – MTA Atommagkutató Intézet, MTA Energiatudományi Kutatóközpont és MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont – képviselői, valamint az ipar/vállalkozói szféra, a Budapesti Neutronkutató Centrum képviselői és az ESS Irányító Tanács magyar delegáltjai.

Az anyagtudományi kutatások számára építendő ESS a neutronforrások következő generációját képviseli olyan jelentős technikai újdonságokkal, amelyek az intenzitás nagyságrendi növekedésével járnak – a korábbiakhoz hasonló költség mellett. A berendezés koncepciójának kidolgozásában fontos szerepe volt a hazai kutatóknak (elsősorban Mezei Ferencnek és kollégáinak) és a Budapesti Kutatóreaktornak is. A beruházás során fizetendő magyar tagdíj jelentős természetbeni beszállítási aránya kutatás-fejlesztési és gazdaságélénkítő hatással is jár. Mindemellett a most épülő ESS jelentős hatással lesz a magyar neutronos kutatások jövőképeire is.

Irodalom

1. Rosta László: A neutronkutatások nyolcvan éve és mai társadalmi haszna, *Magyar Tudomány* (2013/4) 488–497.
2. Cser László: *Kondenzált közegek vizsgálata neutronszórással*. Budapest, Typotex, 2010.
3. Csikái Gyula: A neutronfizika másodvirágása. *Fizikai Szemle* 65/11 (2005) 369.
4. Rosta László, Baranyai Rózsa: Budapest Research Reactor – 20 Years of International User Operation. *Neutron News* 22 (2011) 31–36.

5. Molnár Gábor: Elemanalitika hideg neutronokkal, *Fizikai Szemle* 50/11 (2000) 382.
6. Mezei Ferenc: Novel polarized neutron devices: Supermirror and spin component amplifier. *Communications on Physics* 1 (1976) 81.
7. Mezei Ferenc: The Concept of Long Pulse Neutron Sources. *Acta Physica Hungarica, Heavy Ion Physics* (1995) 209–226.
8. Sánta Zsombor: Nagyfelbontású repülési idő diffraktométer a Budapesti Neutron Kutatóközpontban. *Archeometriai Műhely* 2 (2006) 22–26.

9. Russina M., Káli György, Sánta Zsombor, Mezei Ferenc: First experimental implementation of pulse shaping for neutron diffraction on pulsed sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Sect. A*, 654 (2011) 383–389.
10. Mezei Ferenc, et al.: Low dimensional neutron moderators for enhanced source brightness. *Journal of Neutron Research* 17 (2014) 101–105.

Honlapok:

URL1: Budapest Neutron Centre – www.bnc.hu

URL2: Heinz Maier-Leibnitz (FRM II) – www.frm2.tum.de

AMORF ANYAGOK ÖSSZETÉTELÉNEK OPTIMALIZÁLÁSA RADIOAKTÍV HULLADÉKOK KONDICIONÁLÁSÁRA

Fábián Margit

MTA Energiatudományi Kutatóközpont

A radioaktív hulladékok végső elhelyezése a jelen és jövő egyre sürgetőbb környezeti problémája. Nem képzelhető el az atomenergia, a nukleáris medicina és a nukleáris ipar más ágazatai által nyújtott előnyök igénybevétele anélkül, hogy ne tudnánk választ adni a hulladék végleges elhelyezésének kérdésére.

Napjainkban általánosan elfogadott műszaki megoldás, hogy a nagy aktivitású radioaktív hulladékok mélyen fekvő geológiai tárolókban elhelyezve szigeteljük el a bioszférától. A zárt és nyílt üzemyagciklus esetén is ez a műszaki megoldás tűnik elfogadhatónak és biztonságosnak. A mélygeológiai tároló kialakítása többszörös védelmi rendszer megépítésével valósul meg. Az itt bemutatott munka a hulladékok kondicionálásával foglalkozik, amely „mérnöki gátnak” tekinthető. A kondicionálás célja a hulladék szilárdítása, valamint a hulladékban található szennyezők immobilizálása. A folyamat során a hulladékot különféle kötőanyagokba ágyazzák, stabil hulladékmátrixot képezve. A nagy aktivitású hulladékok elhelyezésére az amorf rendszerek a legalkalmasabbak [1].

A kondicionálási eljárások során figyelembe kell venni a gazdaságos előállítás szempontjait, továbbá követelmény a hulladék stabil, biztonságos tárolása és a tárolásra való előkészítése is. A kondicionáló anyag (melyet mátrixanyagnak hívunk) aránya minél kisebb legyen a végleges hulladékban, az előállítás ipari méretben gazdaságos legyen, miközben stabil beépülés valósuljon meg. Javítani kell tehát a hulladék/mátrix

arányt, a mátrixösszetétel a legkülönbözőbb típusú hulladék befogadására legyen alkalmas, jó kémiai ellenállóképességgel rendelkezzen (azaz stabilitását őrizze meg a hulladék jelenlétében is).

Az eddig ismert amorf összetételek nem tartalmazták az összes adatot (több esetben iparjogvédelmi előírás miatt), amely segítségével kondicionálni lehet a hulladékot.

Legfőbb célom a különböző összetételű radioaktív hulladékok végleges tárolásához megtalálni a megfelelő mátrixüveget. Továbbá fontos feladat meghatározni a maximálisan adalékolható hulladék mennyiségét, vizsgálni a radionuklidok beépülését és hatásukat az üveg stabilitására, higroszkópos tulajdonságaira.

A minták vizsgálatához azonos előállítási feltételeket alkalmaztam, ugyanazokat a mérési eljárásokat használtam és a kiértékelés is hasonló módon történt. Mindezek nagyban hozzájárultak ahhoz, hogy az eredményeket megfelelően tudjam összehasonlítani, a kapott lehetséges szerkezeteket értelmezni. Neutron- és röntgendiffrakciós méréseim feldolgozására a Reverse Monte Carlo (RMC) szimulációs módszert alkalmaztam. A módszer ezen mintákra történő alkalmazása kihívást jelent, eddigi tanulmányokat tekintve nincs jól bevált séma. A peremfeltételeket az egyszerű és a több komponensű összetételekre is külön meg kell határozni, ezeket a minta összetevőinek függvényében lehet megadni.

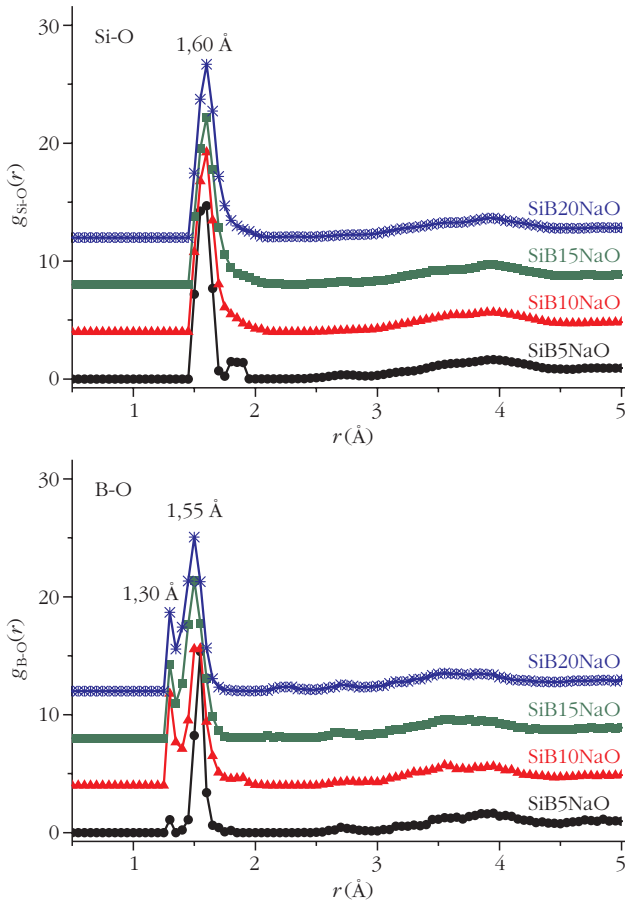
Kísérleti háttér

Az OTKA-PD pályázat beruházási tételeiként sikerült kialakítani egy radioaktív anyagok használatára is alkalmas, biztonságos minta-előállítási környezetet, be-



Fábián Margit vegyész-fizikus diplomáját 2003-ban a Babeş-Bolyai Tudományegyetemen, doktori fokozatát 2009-ben az ELTE-n szerezte. 2003–2011 között az MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet, 2012 óta az MTA Energiatudományi Kutatóközpont munkatársa. Kutatási tevékenysége a nagyaktivitású radioaktív hulladékok biztonságos tárolása. Módszert fejlesztett ki stabil, de egyszerű kondicionáló összetételek előállítására. Több tudománynpszerűsítő és -szervező tevékenységben vesz részt.

Köszönetet mondok mindenekelőtt *Sváb Erzsébetnek* és *Mészáros Györgynek* (MTA Wigner FK), akiknek a szakmai és emberi támogatását sok éven keresztül élvezhettem. A röntgendiffrakciós mérések során jelentős segítséget kaptam *Martin von Zimmermann*tól (HASYLAB). A munkát az OTKA-PD 109384 pályázat támogatta.



1. ábra. A Si-O és B-O parciális párkorrelációs függvények és koordinációs számeloszlások RMC modellezéssel számolva az SiB_xNaO , azaz B5, B10, B15 és B20 mintákra.

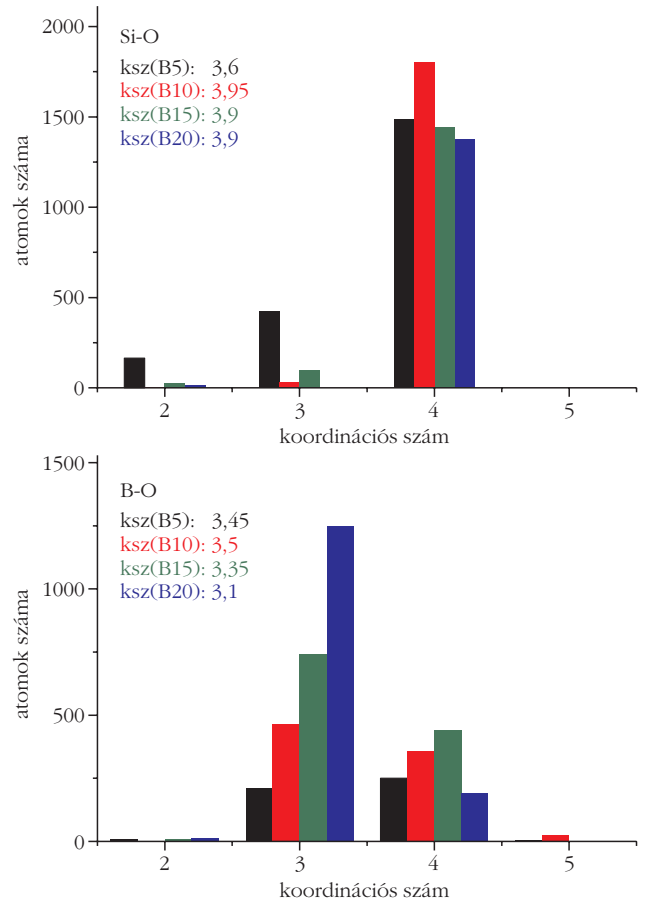
rendezni egy minta-előállító laboratóriumot a Budapesti Kutatóreaktor épületében.

Az elektromos fűtésű, magas hőmérsékletű LAC VP 10/17 típusú kályha maximális hőmérséklete $1700\text{ }^\circ\text{C}$, így teljes mértékben elegendő tesz a vizsgált üvegek előállítási követelményeinek. A minták olvasztással készültek, majd olvadákkállapotból ($1300\text{--}1450\text{ }^\circ\text{C}$) gyorshűtéssel értem el az üvegállapotot.

Kiinduló anyagként a következő oxidokat használtam: SiO_2 és B_2O_3 (üvegalkotó oxidok az üveg amorf állapotban való előállításáért felelősek), Na_2O és BaO (módosító oxidok, az olvasztás körülményeinek optimalizálásáért alkalmazzuk őket), ZrO_2 (stabilizáló oxid, a kristályosodás elkerüléséért adjuk a rendszerhez), valamint UO_3 , CeO_2 és Nd_2O_3 voltak. A természetes bór nagy neutronabszorpciója miatt B-11 izotópban dúsított (99,6% – Sigma Aldrich Co.) diborátot használtam.

Neutron- és röntgendiffrakciós módszereket alkalmaztam az üvegminék szerkezetvizsgálatára. Neutrodiffrakciós méréseimet a Budapesti Kutatóreaktor 9. számú termikus, vízszintes, tangenciális csatornájánál működő PSD helyzetérzékeny neutrodiffraktométeren végeztem [2].

Kiegészítő mérésekre került sor a Saclay-i kutatóreaktornál üzemelő 7C2 [3] berendezésen és a Los Alamos-i impulzus-neutronforrásnál működő NPDF és HIPPO [4] berendezéseken. Utóbbi mérőhelyek



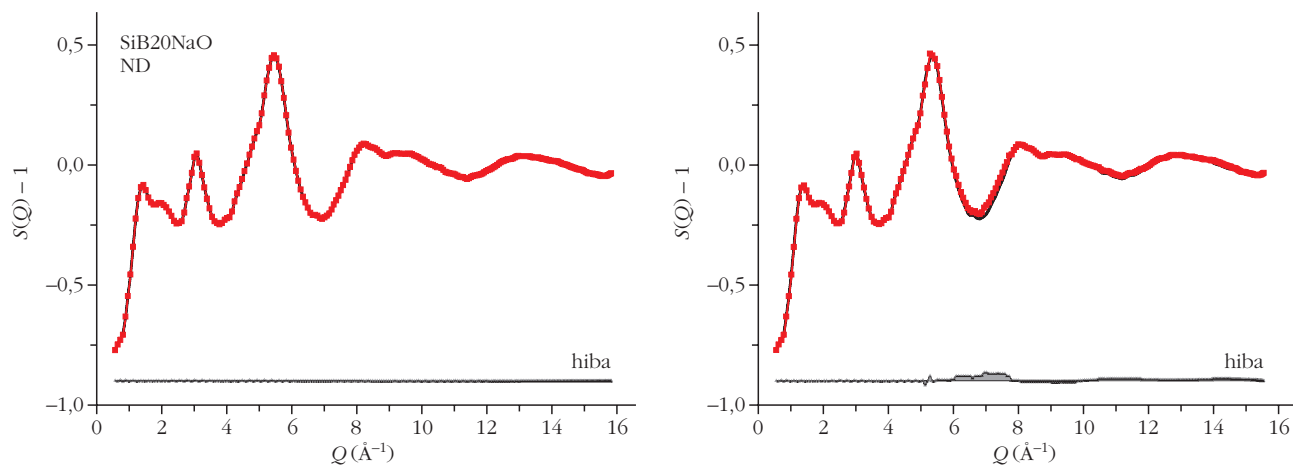
lehetővé tették a mérés kiterjesztését nagy Q tartományig¹, jellemzően $20\text{--}35\text{ \AA}^{-1}$ -ig. Ennek előnye, hogy az r -térben az atomi párkorrelációs függvények számításánál lényegesen jobb felbontást kapunk ($\Delta r = \pi/Q_{\text{max}}$).

A könnyű atomok (B, O, Si) környezetére a neutrodiffrakció ad pontosabb szerkezeti információt, míg a nehéz atomok (Ba, Zr, U) a röntgendiffrakciós mérésben figyelhetők meg jobban. A vizsgált többkomponensű összetételek könnyű és nehéz atomokat egyaránt tartalmaznak, ezért indokolt röntgendiffrakciós méréseket is végezni. Utóbbiakat a hamburgi, Doris szinkrotronnál működő BW5 diffraktométeren [5] végeztem, $109,5\text{ keV}$ energián, amely a $Q = 0,5\text{--}25\text{ \AA}^{-1}$ szórési tartományt tette elérhetővé. A kétfajta diffrakciós mérés együttes kiértékelését az RMC szimulációs programmal végeztük.

A szerkezet jellemzéséhez elsősorban a $g_{ij}(r)$ parciális párkorrelációs függvényeket² és a koordinációs

¹ A Q szórési amplitúdó, a szórési vektor ($Q = k - k'$, ahol k a beérkező, és k' a $\Delta\Omega$ térszögben szóródott neutronok hullámvektora) abszolút értéke, amit a λ hullámhossz és a 2Θ szórési Bragg-szög ismeretében az alábbi képlet alapján kapunk meg: $Q = 4\pi\sin\Theta/\lambda$.

² A $g_{ij}(r)$ parciális párkorrelációs függvény megmutatja, hogy egy i típusú részecskétől r távolságban a j típusú részecskék lokális sűrűsége hogyan aránylik az j típusú részecskék átlagos sűrűségéhez. A $g_{ij}(r)$ függvények invariánsak az $i \leftrightarrow j$ részecskékre nézve, hiszen a két részecske közötti távolság azonos, a $g_{ij}(r) = g_{ji}(r)$.



2. ábra. A SiB20NaO mintára a kísérleti és RMC szimulációval illesztett neutrodiffrakciós szerkezeti függvények (jobb oldalon az 1,55 Å-ös B-O csúcs kizárásával számított függvény). A kísérleti görbén fekete vonal jelöli az RMC-vel előállított modellt.

számokat³ határoztuk meg, valamint – egyszerűbb összetételeknél – a kötési szögeloszlásokat és a lehetséges gyűrűeloszlásokat. Az egyes atompárokat jellemző parciális párkorrelációs függvények meghatározásához itt is az RMC szimulációs módszert [6, 7] használtuk, amely széles körben alkalmazott eljárás a rendezetlen kondenzált rendszerek diffrakciós spektrumainak értelmezésére.

Eredmények és következtetések

Háromkomponensű SiNaO minta

Előállítottam a $70\text{SiO}_2 \cdot 30\text{Na}_2\text{O}$ alapösszetételű nátriumszilikát üvegmintát, amelynek kombinált neutron- és röntgendiffrakciós méréseire együttes RMC szimulációt alkalmazva, meghatároztuk az eddig ismert egyik legpontosabb szerkezeti modellt. Megadva a parciális párkorrelációs függvényeket, a koordinációs számokat, a 3-részecske szögeloszlás-függvényeket, valamint a kovalens kötésekből álló Si-O háló szerkezetet alkotó gyűrűk eloszlását. Legfontosabb megállapítások, hogy az oxigénatomok körülbelül 63%-a vesz részt a SiO_4 tetraéderek egymáshoz való kötésében, míg körülbelül 37%-a terminális, azaz a Si-O lánc megszakad és az oxigén nátriumhoz is kötődik. A Na-O kötéstávolság 2,29 Å és két szomszédos Na szeret egy adott O környezetében lenni, ami a szerkezet kompaktságára utal [8].

Négykomponensű SiBNaO mintasorozat

A négykomponensű $(75-x)\text{SiO}_2 \cdot x\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 25\text{Na}_2\text{O}$ ($x = 5-20$ mol%) alapösszetételű nátrium-boroszilikát üvegsorozat rövid távú rendjét is neutron- és röntgendiffrakciós mérések, valamint RMC szimuláció segítségével vizsgáltuk. A parciális párkorrelációs függvényeket és a koordinációs számokat (KSz) meghatá-

rozva választ kaphatunk az üveg szerkezetének kialakulására (1. ábra).

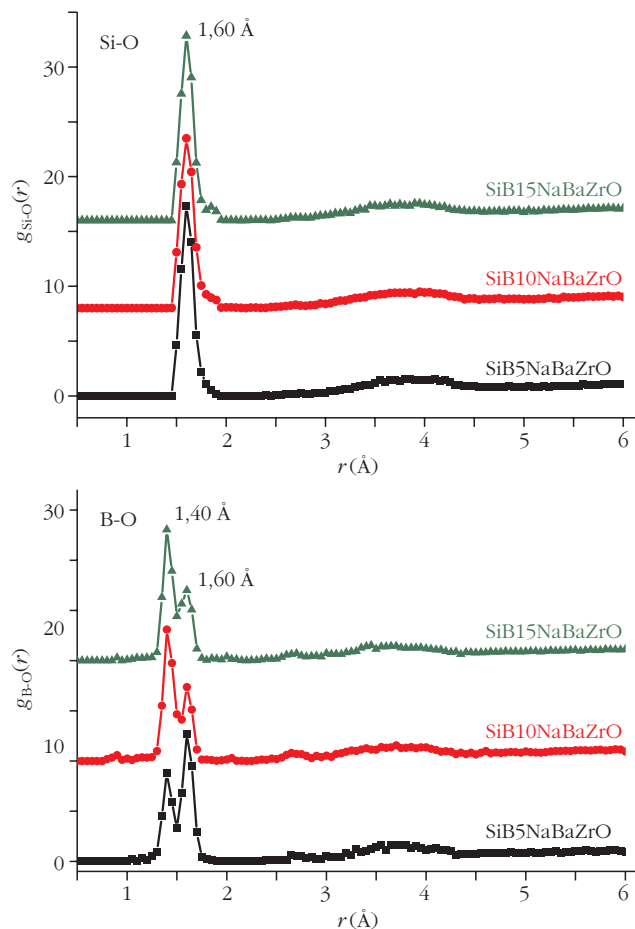
Legfontosabb megállapításunk az, hogy a Na-atom bevitele a hármaskoordinációval rendelkező B-atomok környezetét részben átalakítja és megjelennek a négyes koordinátságú B-atomok. Az $r_{\text{Si-O}} = 1,60 \pm 0,01$ Å távolság, valamint a 3,6–3,9 közötti Si-O koordinációs számok a tetraéderezes SiO_4 kialakulását mutatják. Ezek az értékek az előzőleg vizsgált amorf $70\text{SiO}_2 \cdot 30\text{Na}_2\text{O}$ munkánk eredményével megegyezők. A B-O elsőszomszéd-távolságra kapott 1,30 és $1,55 \pm 0,05$ Å értékeknél – a koncentráció függvényében – intenzitásváltozás figyelhető meg. (Az áttekinthetőség kedvéért a vizsgált üvegek Si-O és B-O távolságait a cikk végén külön táblázatban is közöljük). Mivel az 1,55 Å-ös B-O csúcs átfed a 1,60 Å-ös Si-O csúccsal, felmerül a gyanú, hogy a B-O és Si-O parciális párkorrelációs függvények szétválasztása nem megfelelő. Ezért ellenőrző szimulációs futtatásokat végeztünk, amelyekben az 1,55 Å-nél található B-O csúcs kialakulását kizártuk. Ennek eredményeként a szerkezeti függvény⁴ illeszkedése romlott (2. ábra). Mindezek alapján arra következtetünk, hogy a fenti B-O távolság valós, és a vizsgált üvegekben BO_4 és SiO_4 szerkezeti egységek találhatóak [9].

Hatkomponensű SiBNaBaZrO mintasorozat

A $(65-x)\text{SiO}_2 \cdot x\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 25\text{Na}_2\text{O} \cdot 5\text{BaO} \cdot 5\text{ZrO}_2$ ($x = 5-15$ mol%) hatkomponensű sorozatot számos előállítási próbálkozás előzte meg. A mátrixüveg összetételének optimalizálása bonyolult, de végül sikeres folyamatnak bizonyult. Az előzőekhez hasonlóan erre a rendszerre is meghatároztuk az alapszerkezetet jellemző legfontosabb atompárok parciális párkorrelációs függvényeit és a koordinációszám-eloszlásokat (3. ábra).

³ A KSz koordinációs szám megadja, hogy egy i típusú atomot átlagosan hány j típusú atom vesz körül egy megadott távolságtartományban.

⁴ Az $S(Q)$ szerkezeti függvény a szórtintenzitás-eloszlásból számolt koherens, rugalmas szórás normált alakja, figyelembe véve a háttér, abszorpció és az adott mérőberendezésre jellemző egyéb korrekciós tényezőket.



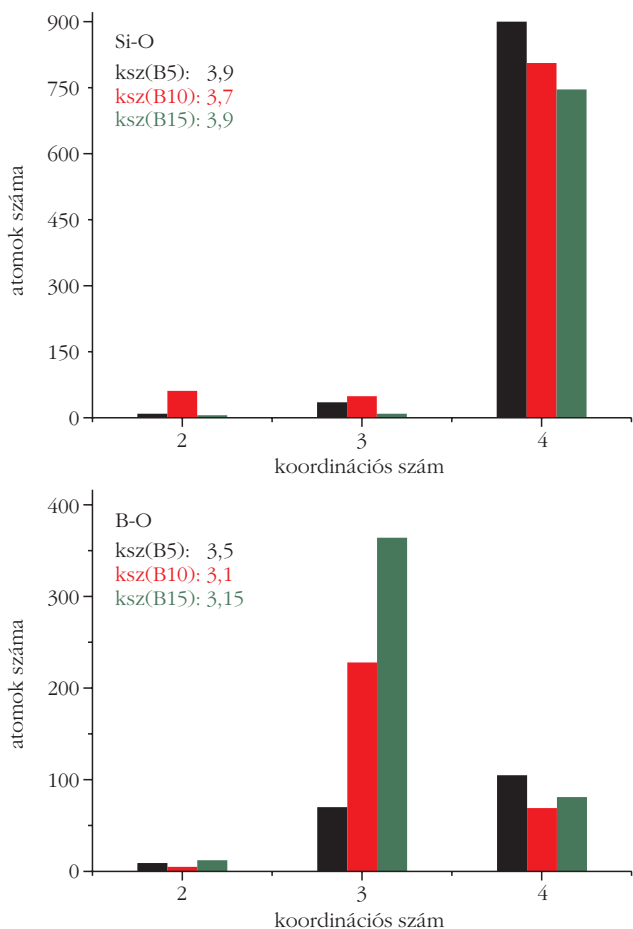
3. ábra. A Si-O és B-O parciális párkorrelációs függvények és koordinációs számeloszlások RMC modellezéssel számolva az $\text{SiB}_x\text{NaBaZrO}$, azaz B5, B10, és B15 mintákra.

Megállapítottuk, hogy a mátrixüveg szerkezeti felépítésében elsősorban a tetraéderez koordináltóságú $(\text{SiO}_4)^{4-}$ egységek játszanak fontos szerepet, míg a bór 3-as és 4-es koordináltóságú oxigén környezetben helyezkedik el. A B-O eloszlásra most is két karakterisztikus elsőszomszéd-távolságot kapunk $1,40 \pm 0,01$ Å, illetve $1,60 \pm 0,01$ Å-nél. A bór itt is beépül a Si-alapú hálószerkezetbe és $^{13}\text{B-O-}^{14}\text{Si}^5$, illetve $^{14}\text{B-O-}^{14}\text{Si}$ vegyes láncok alakulnak ki. További eredmény, hogy a Zr-atom, a Zr-O párkorrelációs függvények és a koordinációs számok alapján mintáinkban üvegképző szerepet is betölt („töltéskompenzáló” kationként a kettőnél kevesebb Si/B szomszédal rendelkező oxigénekhez köt, lezárva a felszakadt hálózatot) [10, 11].

Hétkomponensű SiBNaBaZrUO mintasorozat

Kísérleteink alapján bebizonyítottuk, hogy az optimalizált mátrixüveg-összetétel 30 s% UO_3 befogadására alkalmas. Előállítottam a 70 s% $[(65-x)\text{SiO}_2-x\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 25\text{Na}_2\text{O} \cdot 5\text{BaO} \cdot 5\text{ZrO}_2] + 30$ s% UO_3 ($x = 5, 10, 15$ és 20, rövidített jelöléssel UB5, UB10, UB15, illetve UB20) sorozatot is. Az RMC program által generált

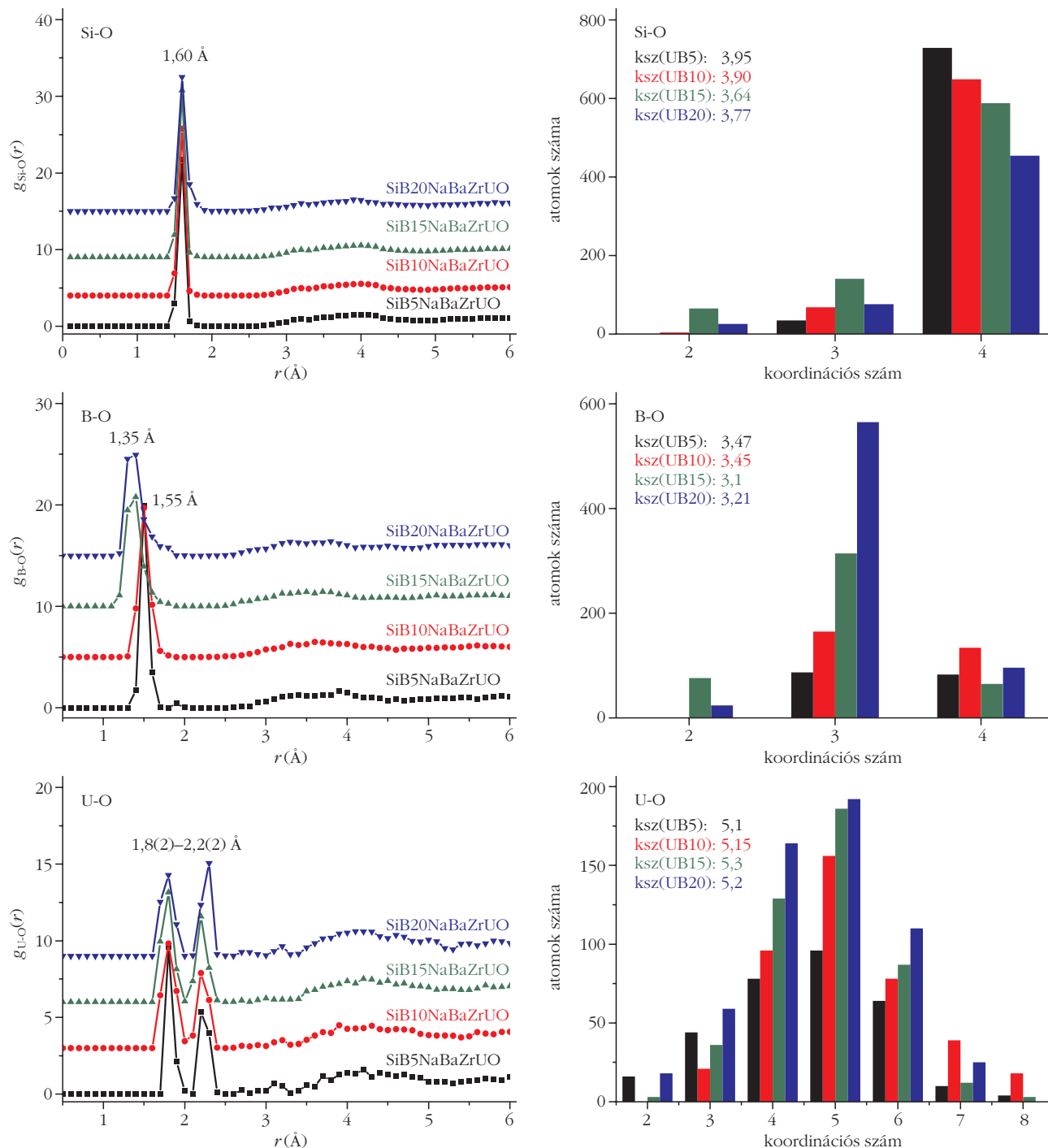
⁵ ^{13}B – a felső indexben szereplő szám az illető atom koordináltóságát jelenti.



szerkezeti függvények mindhárom minta esetén jó egyezést mutatnak a kísérleti spektrumokkal, ugyanakkor azt is megfigyelhetjük, hogy a Si-O és B-O parciális párkorrelációs függvények és a koordinációs számok hasonlítanak az egyszerűbb összetételeknél kapott eredményekhez (4. ábra).

Fontos megemlíteni, hogy adminisztratív okokból ezeken a mintákon csak a budapesti PSD diffraktométeren tudtunk neutrondiffrakciós méréseket végezni, így több párkorrelációs függvény r -térbeli felbontása gyengébb. Ennek tulajdonítható például a B-O csúcs felhasadásának elmaradása. A csúcs eltolódása az összetétel függvényében ($1,55$ Å \rightarrow $1,35$ Å) viszont most is megfigyelhető.

Megállapítottuk, hogy az UO_3 tartalmú sorozat kevésbé hajlamos a kristályosodásra, mint az urán nélküli mátrixüveg, és higroszkópos tulajdonságai is kedvezőbbek. Az U-O parciális párkorrelációs függvény éles elsőszomszéd-eloszlást mutat $1,80 \pm 0,05$ Å (UB5, UB10) és $1,82 \pm 0,05$ Å (UB15, UB20), illetve $2,20 \pm 0,05$ Å (UB5, UB10, UB15) és $2,22 \pm 0,05$ Å (UB20) értékeknél. Az U-atomot átlagosan 5,2 O-atom veszi körül. Irodalmi adatok alapján [12] ezek a távolságok jól megfeleltethetők az $\text{UO}_2 \cdot \text{SiO}_2$ összetételben lévő uránil kristályos szerkezetben a hatos koordináltóságú U körüli axiális (1,82) és ekvatoriális (2,22) U-O távolságoknak (5. ábra).

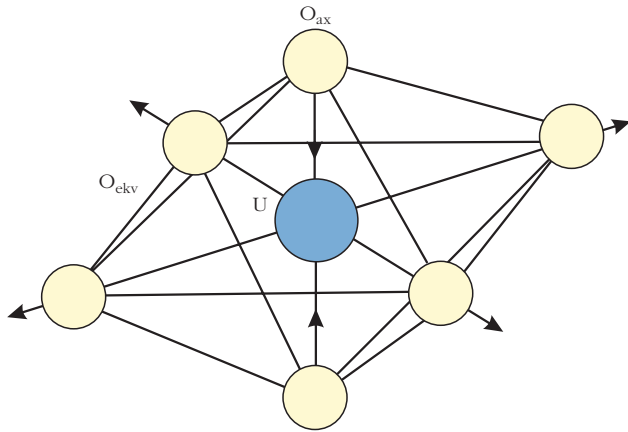


4. ábra. A Si-O és B-O parciális párkorrelációs függvények és koordinációs számeloszlások RMC modellezéssel számolva az $\text{SiB}_x\text{NaBaZrUO}$, azaz UB5, UB10, UB15 és UB20 mintákra.

Az U-Si, U-B, U-Na és U-Zr parciális párkorrelációs függvények esetében a megfelelő másodszomszéd-távolságokra a $3,35 \pm 0,1$ Å, $2,85\text{--}3,15 \pm 0,1$ Å, $3,5\text{--}4,0 \pm 0,1$ Å és $3,7 \pm 0,1$ Å értékeket kaptuk (6. ábra).

Az U-atom és az üvegeképző (Si, B, Zr) atomok közti korrelációt leíró függvények első csúcsa viszonylag éles, míg a Na-U párkorrelációs függvény esetében a csúcs kevésbé definiált. Az alaphálózat megbontásával a Na megnyitja az utat az urán előtt, amely így beépülhet a Si-B-O hálózatba [13–15]. Ahogy már említettük, a Zr szerepe a kristályosodás megakadályozása.

A munka egyik fő célja meghatározni a maximális hulladék mennyiséget, amely stabilan be tud épülni a mátrixba. Az előzőekben ismertetett mintákból a 10 mol% B_2O_3 tartalmú, $55\text{SiO}_2 \cdot 10\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 25\text{Na}_2\text{O} \cdot 5\text{BaO} \cdot 5\text{ZrO}_2$ összetétele (továbbiakban: MÁTRIX) bizonyult a legstabilabbnak, ehhez adtam 35, 40, 45 s% UO_3 -at. A neutron- és röntgendiffrakciós szerkezetvizsgálati eredmények azt mutatják, hogy ez az összetétel 40 s% UO_3 -at tud stabilan beépíteni úgy, hogy tökéletesen amorf mintát kapjunk. Az üveg alapszerkezete nem változik, az alapszerkezet kialakulásáért felelős Si és



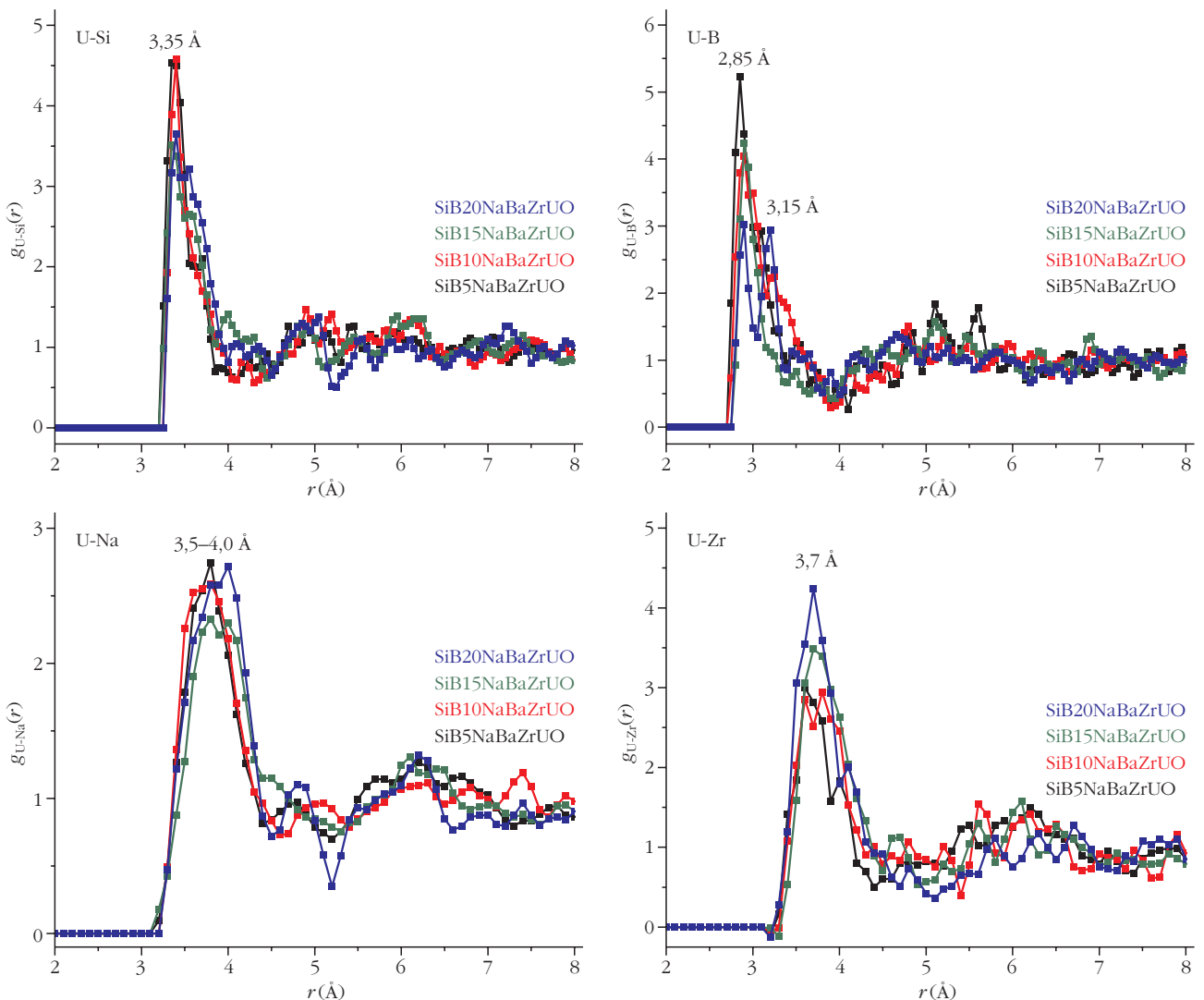
5. ábra. A kristályos szerkezetben az U-atom körül lévő, axiális és ekvatoriális pozícióban elhelyezkedő O-atomok.

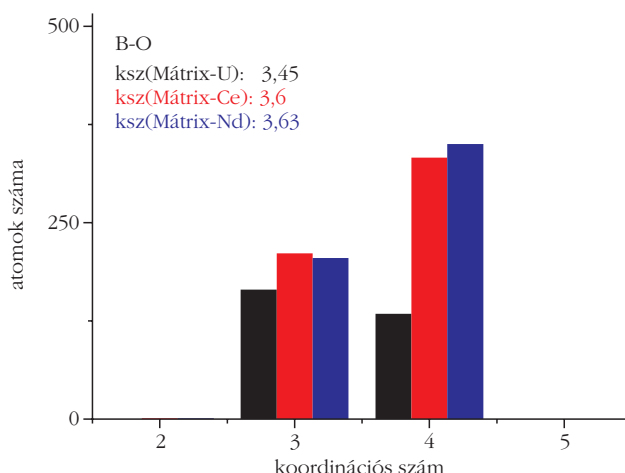
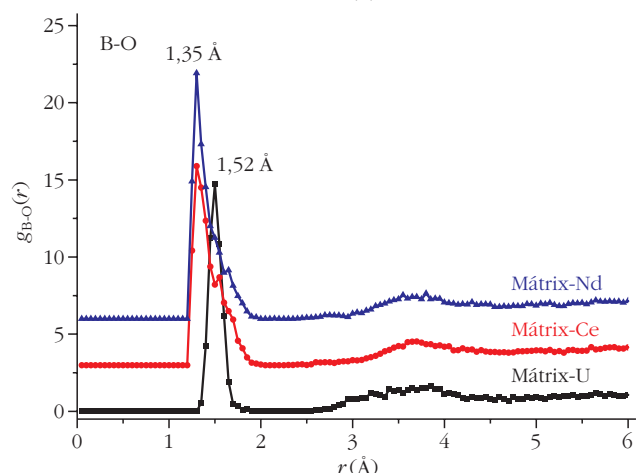
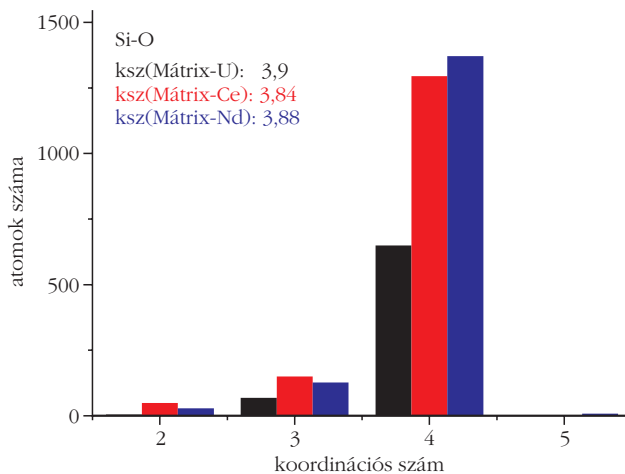
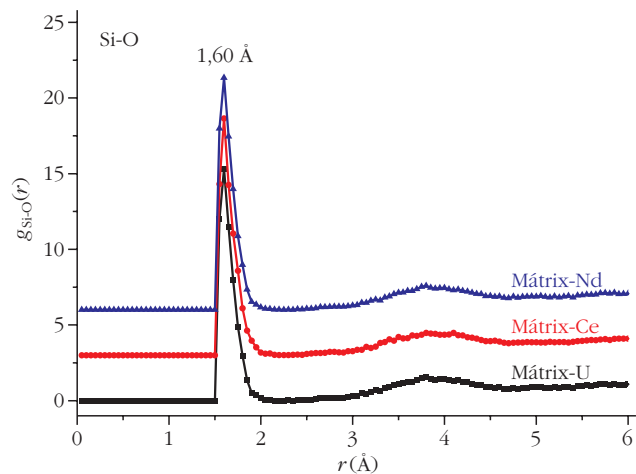
B atomi környezetek az egyszerűbb mintákhoz hasonló módon, stabilan és reprodukálhatóan alakulnak ki. A 45 s% UO_3 -at tartalmazó minta azonban már részben kristályos fázisokat mutat, kijelölve a befogadóképesség határát.

Hétkomponensű SiBNaBaZrCe(Nd)O mintasorozat (előzetes eredmények)

A kifejlesztett összetételnek az urán mellett alkalmasnak kell lennie a hasadási termékek (jórészt aktinoidák) befogadására is [16]. Mivel utóbbiak beszerzése bonyolult, és felhasználásuk csak speciális, erre a célra engedélyezett laboratóriumban lehetséges, ezért helyettük a kémiaiilag hasonló módon viselkedő lantanoidákat használtam. A Pu beépülését Ce-mal szimuláltam, az Am és Cm helyett pedig Nd-ot alkalmaztam, amely helyettesítés a szakirodalomban elfogadott megoldás [17]. Vizsgáltuk a 90 s% [MÁTRIX] + 10 s% X és 70 s% [MÁTRIX] + 30 s% X ($X = \text{CeO}_2, \text{Nd}_2\text{O}_3$) sorozatokat, amelyek az előzetes vizsgálatok alapján stabil amorf szerkezettel rendelkeznek. A 7. ábra a 70 s% [MÁTRIX] + 30 s% X, ahol $X = \text{CeO}_2, \text{Nd}_2\text{O}_3$ összetételekre mutatja be az első szerkezeti eredményeket. Az alapszerkezet felépítésében szerepet játszó Si és B atomi környezetek hasonló stabil kialakulást mutatnak, mint az egyszerűbb rendszerek esetén.

6. ábra. Másodikszomszéd-távolságok az U-atom körül az $\text{SiB}_x\text{NaBaZrUO}$, azaz UB5, UB10, UB15 és UB20 mintákra.





7. ábra. A Si-O és B-O parciális párkorrelációs függvények és koordinációszám-eloszlások RMC modellezéssel számolva az UB10, CeB10 és NdB10 sorozatra.

A 7. ábrán a jobb összehasonlítás miatt feltüntettem az UO_3 tartalmú mintákra kapott előzetes eredményeket is. A legfontosabb megállapítás az, hogy a Si-B-O alapszerkezet az U-, Ce- és Nd-tartalmú mintáink esetén sem változik.

Végezetül érdemes megnézni az Si-O és B-O távolságokat az összetétel függvényében (1. táblázat).

Összefoglalás

Sikerült több lépésben előállítani és megvizsgálni egy olyan többkomponensű mátrixüveget, amely alkalmas lehet a radionuklidok stabil befogadására. A mátrixüveg szerkezetének megértése céljából egyszerűbb, két- és háromkomponensű üvegek szerkezetét is vizs-

1. táblázat		
Si-O és B-O távolságok a tanulmányozott összetételekben		
minták	r_{ij} (Å)	
	Si-O	B-O
SiO_2 [18]	1,62±0,05	–
SiNaO	1,62±0,01	–
B_2O_3 [19]	–	1,37±0,02
BNaO [19]	–	1,38/1,55±0,05
SiBNaO		
SiB5NaO	1,60±0,01	1,30/1,55±0,05
SiB10NaO	1,60±0,01	1,30/1,55±0,05
SiB15NaO	1,60±0,01	1,30/1,50±0,05
SiB20NaO	1,60±0,01	1,30/1,50±0,05

minták	r_{ij} (Å)	
	Si-O	B-O
SiBNaBaZrO		
SiB5NaBaZrO	1,60±0,01	1,40/1,60±0,01
SiB10NaBaZrO	1,60±0,01	1,40/1,60±0,01
SiB15NaBaZrO	1,60±0,01	1,40/1,60±0,01
SiBNaBaZrUO		
SiB5NaBaZrUO	1,60±0,01	1,35/1,55±0,1
SiB10NaBaZrUO	1,60±0,01	1,35/1,55±0,1
SiB15NaBaZrUO	1,60±0,01	1,35/1,55±0,1
SiB20NaBaZrUO	1,60±0,01	1,35/1,55±0,1
SiB10NaBaZrCeO	1,60±0,01	1,35±0,05
SiB10NaBaZrNdO	1,60±0,01	1,33±0,05

gáltak. Megállapítottuk, hogy a két- és háromkomponensű mintákhoz hasonlóan a mátrixüveg szerkezeti felépítésében is a tetraéderes koordinátságú $(\text{SiO}_4)^{4-}$ egységek játszanak szerepet. A mátrix alapszerkezetét $^{13}\text{B-O-}^{14}\text{Si}$, illetve $^{14}\text{B-O-}^{14}\text{Si}$ vegyes láncok alkotják. Ez az alapszerkezet megmarad akkor is, ha uránt vagy más nehézfémeket (például Ce, Nd) adunk a mátrixüveghez.

További vizsgálatokat végzünk a Ce- és Nd-atomok beépülésére vonatkozóan. Eddigi eredményeink alapján feltételezhető, hogy a javasolt mátrix-boroszilikát üvegek potenciális radioaktív hulladék-kondicionáló anyagként használhatók.

Irodalom

1. Chun K S, Kim S S, Kang C H, *Journal of Nuclear Materials* 298 (2001) 150.
2. Sváb E, Mészáros Gy, Deák F, *Materials Science Forum* 228 (1996) 247; www.bnc.hu
3. Proffen Th, Billinge S J L, Egami T, Louca D, *Zeitschrift für Kristallographie* 18 (2003) 132.
4. Ambrose J P, Bellissent R, *Rev. Phys. Appl.* 19 (1984) 731; <http://www-llb.cea.fr/en/>
5. Poulsen H, Neufeind J, Neumann H B, Schneider J R, Zeidler M D, *J. Non-Cryst. Solids* 188 (1995) 63.

6. McGreevy R L, Pusztai L, *Mol. Simul.* 1 (1988) 359.
7. Gereben O, Jóvári P, Temleitner L, Pusztai L, *J. Optoelectron. Adv. Mater* 9 (2007) 3021.
8. Fábrián M, Jóvári P, Sváb E, Mészáros Gy, Proffen T, Veress E, *J. Phys.: Condens. Matter* 19 (2007) 335209.
9. Fábrián M, Araczkai Cs, *Physica Scripta* 91 (2016) 054004.
10. Fábrián M, Sváb E, Mészáros Gy, Révay Zs, Proffen Th, Veress E, *J. Non-Cryst. Solids* 353 (2007) 2084.
11. Fábrián M, Sváb E, Proffen Th, Veress E, *J. Non-Cryst. Solids* 354 (2008) 3299.
12. Liu G K, Zhuang H Z, Beitz J V, Williams C W, Vikhain V S, *Fizika Tverdogo Tela* 44 (2002) 8.
13. Fábrián M, Proffen Th, Ruett U, Veress E, Sváb E, *J. Phys.: Condens. Matter* 22 (2010) 404206.
14. Fábrián M, Sváb E, *Neutron News* 23 (2012) 9.
15. Fabian M, Svab E, Zimmermann M, *J. Non-Cryst. Solids* 380 (2013) 71.
16. Zagyvai P, Kókai Zs, Hózer Z, Breiter D, Fábrián M, Török Sz, Börcsök E: *A nukleáris üzemenyagciklus radioaktív hulladékaik*. Budapest, MTA Energiatudományi Kutatóközpont, ISBN: 978-963-7351-20-4, 77 (2013)
17. Ramsey W G, Bibler N E, Meaker T F: *Compositions and durabilities of glasses for immobilization of Plutonium and Uranium*. Westinghouse Savannah River Company, WSRC-MS-94-0550 (1994)
18. Rino J P, Ebbsjö I, Kalia R K, Nakano A, Vashishta P, *Physical Review B* 4(6) (1993) 3053.
19. Fábrián M, Sváb E, Proffen Th, Veress E, *J. Non-Cryst. Solids* 356 (2010) 441–446.

A SUDBURY NEUTRÍNÓ OBSZERVATÓRIUM – 2. RÉSZ

– az SNOLAB, célkeresztben a neutrínók és a sötét anyag

Németh Csaba

Pannon Egyetem, Fizika és Mechatronika Intézet

A *Fizikai Szemle* előző, ez év júniusban megjelent számában [6] a 2015. évi fizikai Nobel-díj kapcsán a Sudbury Neutrínó Obszervatóriumról (SNO) írtam. Az *Arthur B. McDonald* nevéhez kapcsolódó mérésekkel itt sikerült megoldani a „Nap-neutrínó rejtély” néven elhíresült problémát, amelynek során megerősítést nyert a neutrínóoszilláció léte, aminek pedig következménye, hogy léteznie kell nullánál nagyobb tömegű neutrínónak. Ez utóbbi állítás pedig már túlmutat a részecskefizika standard modelljén, azaz a neutrínó(k) tanulmányozása ismét a természet egy eddig nem ismert oldaláról veheti fel a fátlyat. Ebből is látszik, hogy e „szellem-részecskék” vizsgálatára miért fordítanak egyre nagyobb figyelmet (és egyre több

forrást) a világ különböző kutatóhelyein. Így történt/történik a kanadai Sudbury közelében levő – a fent említett eredményeknek köszönhetően jelentős hírnévre szert tett – kutatóbázis esetében is.

Ebben az írásban az SNO-ból kinőtt, kibővített, és immár többféle kutatásnak is helyt adó, új nevén SNOLAB komplexumot szeretném bemutatni.

Az SNO után

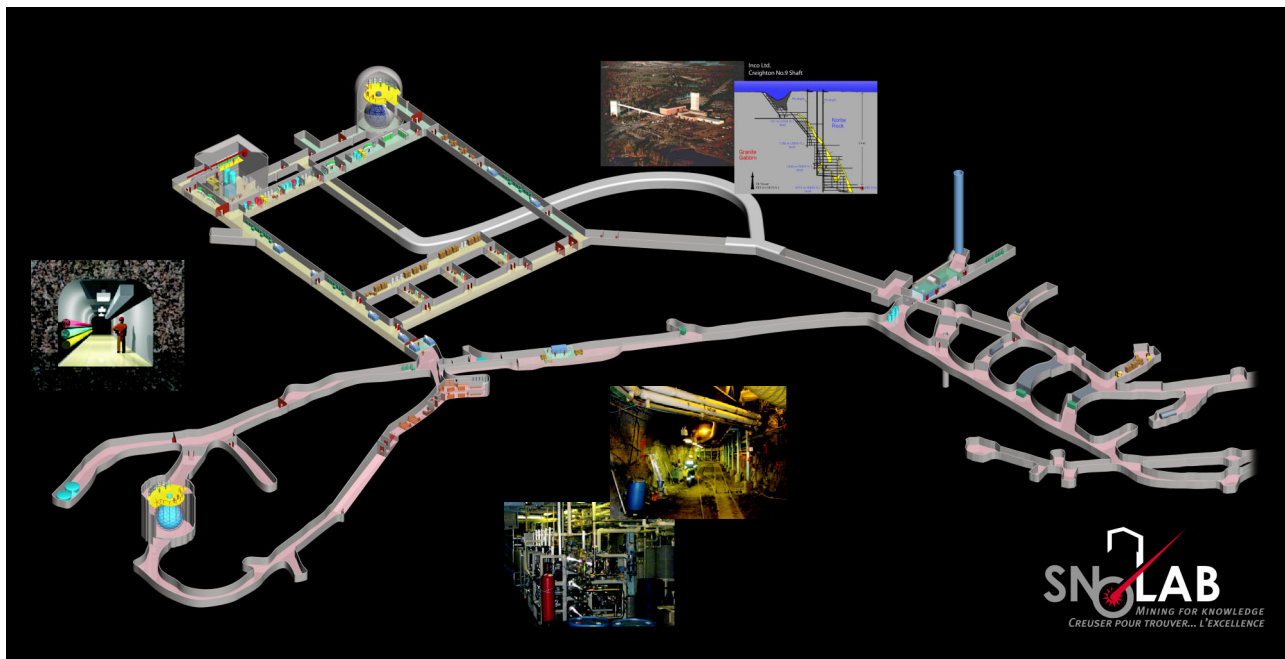
A föld alatti labort jelentősen kibővítették (5000 m²-re), így ott egyszerre már több projekten is dolgozhatnak. Ez 2007-re lett készen. A 4. ábrán a teljes föld alatti komplexum térképe látható, az 5. ábrán levő képek pedig a méreteket érzékeltetik.

Közben, 2005-re a felszínen is elkészült egy nagy épület (3100 m²), irodáknak, konferenciatermeknek, felszíni laboroknak stb. biztosítva helyet (6. ábra). A bővítés következtében előállt mennyiségi és minőségi fejlődést, illetve az immár szélesebb kutatási profilt, az intézmény új neve is kifejezi.

Az SNOLAB-nál folyamatban levő és tervezett kísérletek közül a legnagyobb az SNO+, amely továbbra is a neutrínók természetének felderítésére összpontosít.



Németh Csaba 1990-ben kémia-fizika-filozófia szakon végzett a JATE-n. Kutatómérnöki oklevelet és egyetemi doktorátust a Veszprémi Egyetemen (1996), majd PhD-t az ELTE-SOTE közös doktori programjában (2000) szerzett. Fő kutatási területe a környezeti radioaktivitás és a radioökológia, érdeklődési körébe tartozik még a kísérleti neutrínókutatás. Jelenleg a Pannon Egyetem docense. 2012–14 között az SNOLAB-ban, illetve a Brookhaven National Laboratórium-ban dolgozott, az SNO+ projektben.



4. ábra. Az SNOLAB föld alatti része.

E mellett főleg a *kozmosz sötét anyag* kimutatását célzó kísérleteknek ad helyt, ahol szintén fontos a minél kisebb háttérsugárzást biztosító környezet.

Bár a fent említett – a kozmikusrészecske-fizika területére eső – projektek jelentik a fő profilt, a kutatóhely geológusok, biológusok számára is kínál speciális vizsgálatokhoz alkalmas infrastruktúrát.

A következőkben részletesebben az SNO+ projektet ismertetem, amelyben magam is részt vettem, majd a sötétanyag-kísérletekről szólok rövidebben.

Az SNO+ projekt

Az SNO híres kísérletében sikerrel alkalmazott ezer tonna nehézvizet visszaszállították az adományozó Kanadai Atomenergia Ügynökségnek. A 907 m³-es akriltartály új feladatot kap, ahol a nehézvíz szerepét egy másik folyadék veszi át, egy folyadékszintillátor. Ez, a radioaktív anyagok mérés technikájában széleskörűen használt anyag, az ionizáló sugárzás hatására fényvillanásokat produkál. Többnyire szerves folyadék, amibe a mérendő mintát belekeverik.

Esetünkben ez a szcintillátorfolyadék a LAB-PPO, azaz a lineáris alkil-benzol (LAB), mint oldószer és a PPO (2,5 difenil-oxazol, C₁₅H₁₁NO), mint oldott anyag (fluor), 2 g/l koncentrációban. A LAB egy, a folyékony szappanok / habfürdők készítésénél is nagy mennyiségben használt, ásványi olajokhoz hasonló anyag. Sok jó tulajdonsága (átlátszó, hosszú ideig stabil, jó az optikai hozama, kompatibilis az akrillal, környezetbarát stb.) mellett még olcsó is, és egy kanadai cég szolgáltatja megfelelő minőségben és mennyiségben. Ezt a fajta folyadékszintillátorköztelt már sikerrel használták/ják a KamLAND detektornál. (Ez, a már korábban említett japán Kamiokande helyén létesült, és elsősorban az atom-

5. ábra. Képek az SNOLAB föld alatti – a felszíntől 2 km mélyen fekvő – részéről.

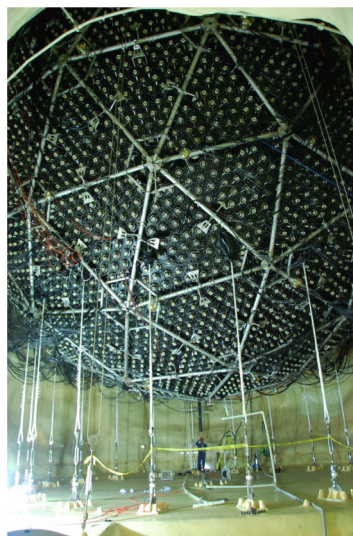
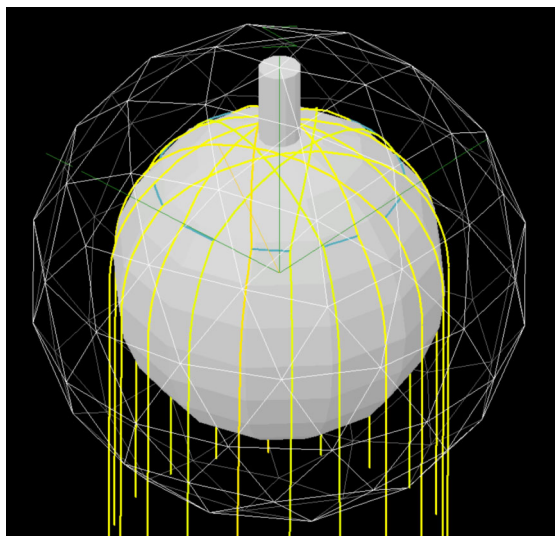


erőművekből jövő antineutrínókra vadászik. Építéskor még 53 működő nukleáris erőmű volt a közelében. Azután jött a cunami...) Az olaszországi Borexino neutrínódetektornál (Gran Sasso Nemzeti Laboratórium) is hasonló folyadékszintillátort alkalmaznak, csak ott a LAB helyett más az oldószert.

A LAB sűrűsége kisebb a víznél ($0,86 \text{ g/cm}^3$), ezért míg a nehésvíznél alá kellett támasztani a normál vízbe helyezett akrilgömböt, itt egy kötélrendszer segítségével az üreg aljához kell rögzíteni. A 7. ábrán a detektor vázlatja és képe látható, a tartókötélzettel.

A szcintillátort természetesen tisztítani kell. Legfontosabb, hogy minél kevesebb radioaktív szennyező maradjon benne. Ez rendkívül kis koncentrációt jelent a szóban forgó természetes eredetű radionuklidokra: $10^{-17} \text{ g/g}_{\text{LAB}}$ mind a ^{238}U , mind a ^{232}Th sorozatra, ami körülbelül azt jelenti, hogy 3 bomlásra lehet számítani naponta (3 cpd) a Th-sorból: ^{208}Th és ^{228}Ac ; és 9-re az U-sorból: ^{214}Bi és ^{210}Bi , ez utóbbiak főként a bejutó radonnak tulajdoníthatók. Az SNO-nál ez az érték $1,7 \cdot 10^{-15} \text{ g/g}$ volt tóriumra. Az SNO-nál is volt egy nagy tisztítórendszer a föld alatt, ezen havonta átment a nehésvíz teljes mennyiségének 40%-a, azaz 400 tonna. A tisztítás mellett folyamatosan monitorozták a nehésvízet a radionuklidokra. Ez az SNO+ esetében is így lesz. A ^{210}Bi különösen fontos, mert a béta-bomlása során keletkező 1,7 MeV-es maximális energiájú elektronok bezavarnak a CNO ciklusban keletkező napneutrínók mérésénél. Ezért a radonra, és az esetlegesen más forrásból, például az akriltartály anyagában előforduló – hiszen 10^{-17} g/g szintek-

7. ábra. Az SNO+ detektorának vázlatja és képe.



6. ábra. Az SNOLAB felszíni épülete.

ről van szó! – beoldódó ^{210}Pb -re kell ügyelni. Itt már nem érvényes az az általános szabály, hogy a szerves oldószerekben a nehézfémek nem oldódnak. Ilyen kis koncentrációban már előfordulnak, ha nem is pontosan ismert milyen kémiai formációban. Például a radioaktív bomlás során visszalökődő mag felszakhathatja a szerves anyag kötéseit, szabad metilgyököket eredményezve, majd ezek a fémmel szerves fémkomplexeket képezhetnek. Ezeket nem könnyű a hagyományos módszerekkel eltávolítani. A tisztítás hatásfokának ellenőrzése is probléma, mert a szokásos radioaktív nyomjelzéses módszereknél is valamilyen nehézfémet kellene bevinni a szerves szcintillátorba, amiben viszont nem oldódik... Tehát sok megoldandó feladat van.

De térjünk vissza a nagy mennyiségű szcintillátor tisztításához! Ehhez egy kisebb (?) vegyi üzemet szükséges felépíteni a föld alatt, ahol több különböző módszerrel szabadítják meg a detektorfolyadékot a zavaró szennyeződésektől. Először is kell egy többfokozatú desztillációs berendezés 1000 kg/óra kapacitással.

Azután következik egy vízgőz-desztilláció ultra tiszta vízzel, majd egy vizes extrakció és/vagy ioncserélő oszlopokon átáramoltatás.⁵ Az eszközöknek a vákuumtechnikában alkalmazott magas követelményeknek kell megfelelniük, a tökéletes szigetelés miatt (ne jusson be például a radon).

A hatalmas akriltartály, amely a „nehésvízes” kísérlet óta üresen állt, először gon-

⁵ Már eleve ezek energiaigénye is jelentős, és a hulladékhőt is el kell vezetni a föld alól.

dosan meg kellett tisztítani. A méréseket már az is befolyásolná, ha valaki egy „újlenyomatot” hagyna a tartály belső falán. A testünkben levő ^{40}K radioaktív izotóp így otthagytott mennyisége már zavaró lehet!⁶

Először ultra tiszta vízzel töltik fel a detektor-edényt, majd ezt fokozatosan kiszorítva kerül bele a szcintillátorfolyadék. A ~9400 fotoelektron-sokszorozótól jövő jelek feldolgozásának elektronikai és számítástechnikai kihívásai szintén jelentősek. Minden rendszert beállítanak, majd a tesztüzem után jöhet a mérés!

A szcintillátorfolyadékot időnként átfuttatják a fent említett tisztítórendszeren (négy nap alatt megy át teljes mennyiség) és közben analizálják is, elsősorban a már említett radioaktív szennyezőket vizsgálva.

De akkor nézzük, hogy mi célra szolgál mindez!

Az SNO+ projekt fő céljai

1) A napneutrínók a korábbi SNO kísérletnél pontosabb mérése.⁷ A Nap magjában az úgynevezett *pep* fúziós folyamatban keletkező neutrínókra az SNO+ tízszer jobb felbontást ad elődjénél, és emellett mérni lehet vele a CNC ciklusban keletkező neutrínókat is. Ez inkább a nagyobb csillagoknál dominál, de valamilyen arányban a Nap esetén is előfordulhat. Erre az arányra adhat választ ezek mérése.

2) A földneutrínók/geoneutrínók mérése. A Föld belsejében lévő természetes radioaktív anyagok béta-bomlásakor keletkező antineutrínók könnyen áthatolnak a vastag rétegeken. Más sugárzás nem képes erre. Azaz, ezeket mérve mintegy „átvilágítjuk” a Föld belsejét. Képet kaphatunk az urán és tórium eloszlásról az alsóbb rétegekben, így végső soron arról, hogy milyen mértékben felelős ezek radioaktív bomlása a Föld belső hőjéért.⁸

3) Ha netán szupernóva robbanna a Tejútrendszerben vagy közvetlen közelében, az abból eredő neutrínókat is mérni a rendszer. Igaz, erre van egy külön projekt az SNOLAB-on belül, ez a HALO, ami már nem az SNO+ része.⁹

4) Az atomreaktorokból származó antineutrínók mérése. Az SNOLAB földrajzi fekvése miatt, egy más eloszlásban adna adatokat erről (észak-amerikai atomerőművekre), mint a korábban említett japán obszervatórium (KamLAND), és az oszcillációra is értékes információkat szolgáltathat a várakozások szerint.¹⁰

5) „Egzotikus fizika” – az SNOLAB alacsony háttére lehetőséget biztosít olyan vizsgálatok számára, ame-

lyek túlmutatnak a standard modellen. Ide tartozik a „láthatatlan nukleonbomlás” és az axion (vagy axionszerű részecskék) utáni kutatás. A láthatatlan nukleonbomlásra példa a neutron három neutrínóra bomlása: $n \rightarrow 3\nu$, amely a víz oxigénjében levő egyik neutron esetleges ilyen átalakulásának megfigyelésével történik: az O^{16} átalakul O^{15} -é és egy 6,15 MeV-es gamma-foton szabadul fel. Ami az axionokat illeti, az elméleti jóslat szerint a Napban a $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+A$ folyamat játszódhat le, ahol „A” az „axionszerű részecskét” jelenti, amelynek energiája 5,5 MeV. Az SNO+ ezt képes detektálni.

Ez a két kísérlet, még a vizes fázisban – amikor a detektortartály még ultra tiszta vízzel van töltve – történik.¹¹

6) Itt utolsónak említem, de ez a legfontosabb, ezért többet írok róla. Ez a *neutrínó nélküli kettős béta-bomlás* ($0\nu\beta\beta$) vizsgálata. Először tekintsük át, hogy ez milyen fizikai folyamat!

A béta (β) bomlás esetén egy neutron alakul át protonná és a magból egy elektron és egy elektronantineutrínó lép ki: $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$. Ez olyan atommagoknál fordul elő, amelyekben a stabil állapothoz képest neutronfölösleg van. De léteznek olyan atommagok is, ahol ugyan neutrontöbblet van (instabil a mag), de a béta-bomlás energetikai okok miatt tiltott. Ha a kettővel nagyobb rendszámú mag már stabilabb, akkor energetikailag megengedett, hogy kettős béta-bomlás történjen egyszerre. Ekkor két neutron két protonná alakul át, és egyszerre két elektron és két elektronantineutrínó repül ki. Ez a *kettős béta-bomlás* ($2\nu\beta\beta$). Bár már 1948 óta keresik, először csak 1987-ben sikerült kimutatni.¹²

A kettős béta-bomlás a legritkább ismert radioaktív bomlásfajta. Eddig 12 izotópnál figyelték meg, és a felezési idejük $10^{18} - 10^{21}$ évnek adódott.¹³

A kettős béta-bomlásnak van egy *elméleti lehetősége*, aminél a folyamatban nem lép ki két elektronantineutrínó, hanem ezek megsemmisítik egymást. Ez a neutrínó nélküli kettős béta-bomlás. Ez akkor történhet meg, ha a neutrínók úgynevezett Majorana-részecskék, azaz olyan részecskék, amelyek megegyeznek saját antirészecskéikkel.¹⁴

A neutrínómentes kettős béta-bomlást eddig meggyőzően még nem tudták kimutatni. Ugyan volt, aki már állította, hogy megfigyelte [7], de ezt kétségbe vonja a tudományos közösség. *Ennek kimutatása lenne az SNO+ kísérlet legfontosabb célja*. A neutrínómentes kettős béta-bomlásról olvashatunk például egy, a *Fizikai Szemlében* 2008-ban megjelent cikkben [8].

⁶ Ezért is csak dupla gumikesztyűben mehetett le bárki a gömb belsejébe.

⁷ Itt már az alacsonyabb energiájú napneutrínókat is lehet mérni, és sokkal jobb spektrális felbontás nyerhető.

⁸ A különböző modellek szerint itt nagy eltérések vannak, ezért ez nagyon érdeklí a geológusokat.

⁹ Lásd lejjebb!

¹⁰ Pontosabb megszorítás várható a Δm_{12}^2 neutrínóoszillációs paraméterre.

¹¹ A következő pontban részletezett *neutrínó nélküli kettős béta-bomlás* tulajdonképpen szintén ide tartozik, de, mint a legfontosabb kísérletet, külön tárgyalom.

¹² A ^{82}Se esetében, geokémiai folyamatok vizsgálata során már az ötvenes években találtak erre utaló nyomokat: Se- és Te-ásványokban Kr és Xe volt.

¹³ Összehasonlításként a Világegyetem életkora $\sim 10^{10}$ év.

¹⁴ No meg akkor, ha nem zéró tömegűek, de ezt már bizonyította a neutrínóoszilláció.

De miért ilyen fontos ez?

Ha létezik és mérni tudnánk, akkor ez egy lehetőség lenne a neutrínók tényleges tömegének meghatározásához.¹⁵ Segítené megoldani a rejtélyt, hogy világunkban miért dominál a „hagyományos” anyag az antianyag felett, azaz az Univerzum keletkezésekor lezajló folyamatokról (leptogenezis) is információt adhat.

A neutrínómentes kettős béta-bomlás még a „normál” kettős béta-bomlásnál is jóval ritkább. A jelenlegi mérések érzékenysége 10²⁵ éves felezési időt enged meg, ami azt jelenti, ha létezik, akkor ennél nagyobb a felezési ideje. Az új kísérletek az említett érzékenységet egy-két nagyságrenddel növelhetik.

Az SNO+ projektben két nuklid merült fel, mint „kísérleti alany”. Az egyik a neodímium egy kettős béta bomlást mutató izotópjá: a ¹⁵⁰Nd. A másik a tellúr hasonló tulajdonsággal bíró izotópjá: a ¹³⁰Te. Ott tartózkodásom alatt született meg a döntés: a ¹³⁰Te lesz a kiválasztott.

A kiválasztott izotópot kell a 907 m³ folyadékszcintillátorban megfelelő koncentrációban feloldani, majd figyelni az eseményeket. Az első fázisban 0,3% természetes tellúrt oldanak fel a szcintillátorban ez ~800 kg ¹³⁰Te izotópot jelent a teljes térfogatban, mivel a természetes tellúr 34%-a ¹³⁰Te. Ha a második fázisban, a tervek szerint, 3%-ra mennek fel, ez már 8 tonna ¹³⁰Te izotópot jelent. A neutrínómentes kettős béta-bomlást a „normál” kettős béta-bomlástól a felszabaduló energia különböztetné meg.¹⁶

Tehát a korábban leírt folyadékszcintillátor tisztításához, még hozzájön, hogy a neutrínómentes kettős béta-bomlás folyamat vizsgálatához szükséges tesztanyagot – megfelelően nagy tisztaságban – bevigyük a folyadékba, majd a végén kivonjuk belőle.¹⁷

Az első fázis (0,3% Te) 5 évig fog tartani. Ez a bomlás felezési idejének 9 · 10²⁵ éves alsó határát jelölheti ki. Ez a Majorana-neutrínó tömegre ($m_{\beta\beta}$) 55–133 meV megszorítást jelent.

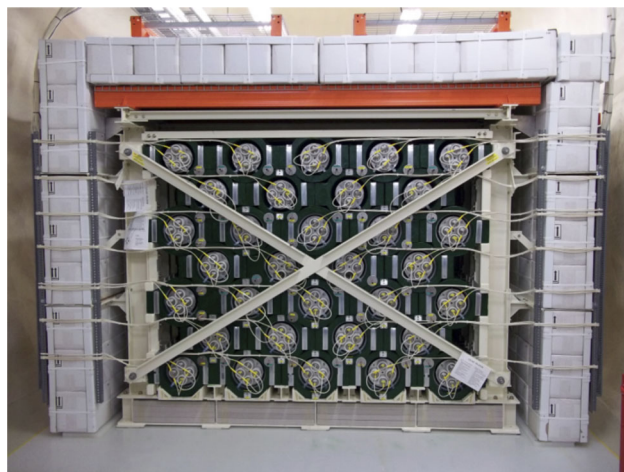
Az ezt tízszeresen meghaladó Te bevitele (2. fázis) még kidolgozás alatt van, ebben az esetben a felezési idő alsó limitje 7 · 10²⁶ év lenne. Ez a Majorana-neutrínó tömegre ($m_{\beta\beta}$) 19–46 meV megszorítást jelent.

Kétségtelenül az SNO+ a legnagyobb és legfontosabb projekt most az SNOLAB-nál, de futnak még egyéb érdekes kísérletek is.

¹⁵ A neutrínóoszilláció csak az egyes neutrínófajták közti tömegkülönbséget – pontosabban tömegnégyzet-különbséget – adja meg.

¹⁶ A neutrínó nélküli esetben monoenergiás elektronpár keletkezik, ami a „normál” kettős béta bomlásban keletkező folytonos spektrumú elektronpároktól megkülönböztethető.

¹⁷ Például a tellúrt tellúrsav, Te(OH)₆, formájában vízben oldjuk, újrakristályosítással tisztítjuk, majd egy felületaktív anyag segítségével visszük be a szcintillátorfolyadékba. Ennek kidolgozása elsősorban az SNO+ kollaborációhoz tartozó, Egyesült Államokbeli Brookhaven Nemzeti Laboratórium (BNL) Kémiai Részlegében történt/történik. Én részben ebben a kutatásban vettem részt. Rövid brookhaveni tartózkodásom után, az SNOLAB felszíni laboratóriumában ezen dolgoztam, illetve – munkaidőm nagyobbik részében – a föld alatti rendszer összeállításában, tesztelésében segítettem.



8. ábra. A HALO detektor.

Egyéb projektek az SNOLAB keretén belül

HALO – Helium and Lead Observatory

A Hélium és Ólom Observatórium elnevezés oka, hogy a HALO 79 tonnányi ólomtéglát és 128 darab, ³He-at tartalmazó, neutrondetektáló csövet (proporcionális számlálót) tartalmaz (8. ábra).

Ez a program kifejezetten a szupernóva-neutrínókra van kihegyezve. A szupernóva egy nagytömegű csillag felrobbanása, amelynek során iszonyatos energiamennyiség szabadul fel viszonylag rövid idő alatt.¹⁸ Ez az energia egyrészt az általunk közvetlenül érzékelhető, látható tartományba eső fény formájában szabadul fel, de jelen van az elektromágneses spektrum szélesebb tartománya, illetve jelentős az anyag- és részecskekibocsátás. A mi szempontunkból érdekes, hogy míg egy „normál” csillag, mint például a Nap, a teljes energiakibocsátásának körülbelül 99%-át az elektromágneses sugárzás (fény) teszi ki és csak 1%-át a neutrínókibocsátás, addig a szupernóváknál ez éppen fordítva van, sőt. Itt a neutrínók az energia 99,9%-át teszik ki, ami szinte elképzelhetetlenül hatalmas energiamennyiség, hiszen a szupernóva fénye is már több milliárd csillagével ér fel!¹⁹

A neutrínóknak tehát fontos szerep jut a szupernóva-robbanás mechanizmusában és az ennek során keletkező nehéz elemek kialakulásában.

Az is fontos szempont, hogy míg a neutrínók azonnal elhagyják a robbanó csillag magját, addig az elektromágneses sugárzásnak (fénynek) ehhez – az ütközések és a szóródás miatt – több idő kell. Így az innen jövő (úgynevezett korai) neutrínók észlelése lehetővé teszi, hogy az optikai csillagászok még idő-

¹⁸ Lásd például a *Fizikai Szemlében* Németh Judit cikkét [9]!

¹⁹ A fenti kijelentést finomítva, hozzá kell tenni, hogy a szupernóva-robbanáskor neutrínó formájában felszabaduló energia részaránya változó – például a kozmológiai szempontból igen fontos Ia típusúaknál valószínűleg viszonylag kicsi – és a fényhez képest a robbanást követő lökéshullámban felszabaduló mozgási energia is jelentős, sőt ezen energia egy része például kozmikus sugárzás forrásaként is szolgálhat.

ben (még a felfénylés előtt) felvigyéljenek a szupernóvára. Így a fontos kezdeti viszonyokat lehetne tanulmányozni.

Ezért hoztak létre egy nemzetközi hálózatot SNEWS (Supernova Early Warning System – Szupernóva Korai Figyelmeztető Rendszer). Ha ez szupernóva-robbanásból érkező neutrínókat jelez, azonnal riasztják a csillagászoknak.

E hálózat tagja volt a korábbi SNO is, benne lesz az SNO+ is, de ebben a direkt erre a célra épített HALO viszi a fő szerepet. Ez tulajdonképpen már a „neutrínócsillagászat” része, amelynek kezdetét 1987-re datálhatjuk, amikor a Nagy Magellán-felhőben felvillanó szupernóvától (SN 1987A) eredő neutrínókat több neutrínódetektor is észlelte (Kamiokande II, IMB, Baksan). A jelenlegi technikával csak a Tejútrendszeren belüli, vagy annak közvetlen közelében lévő szatelit galaxisokban (mint a Nagy Magellán-felhő) levő szupernóvákban származó neutrínók észlelhetők. A neutrínócsillagászok nagyon várják már, hogy az utolsó dokumentált Tejútrendszeren belüli szupernóva-robbanás (1604, Kepler kora!) után, végre egy újabb esemény történjen. Az 1987-es neutrínóészlelés tulajdonképpen véletlen volt, ma már egy kiépített rendszer várja a jeleket. Galaxisunkban évszázadonként elvileg egy-két szupernóva várható, így már nagyon itt az ideje...

De lássuk kicsit részletesebben, mi történik ebben a detektorban! Az ólom nagy neutronöbbléttel bír, ezért esetében a $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ reakció jó eséllyel végbemegy, azaz: $\nu_e + \text{Pb} \rightarrow e^- + \text{Bi}^*$ (gerjesztett bizmut mag). A gerjesztett bizmut egy neutron és egy gamma-foton kibocsátásával stabilizálódik: $\text{Bi}^* \rightarrow \text{Bi} + n + \gamma$.

A neutron polietilénben termalizálódik (lelassul), majd a ^3He -mal a proporcionális csövekben (több száz méternyi van) az alábbi reakcióba lép: $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p$, ($Q = 764 \text{ keV}$) Ezt szépen lehet mérni.

EXO – Enriched Xenon Observatory

A Dúsított Xenon Obszervatóriumban a fent említett neutrínómentes kettős béta-bomlást vizsgálják egy másik módszerrel, a $^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$ átmenet segítségével, ahol a xenon egyben a detektoranyag szerepét is betölti.

Vadászat a sötét anyagra

A következő projektek az úgynevezett „kozmosz sötét anyag” kutatását célozzák. Mi is ez a titokzatos sötét anyag? Világegyetemünk megismerése során egyre több jel utalt arra, hogy a látható, sugárzó anyag csak kis részét alkotja az egésznek. Mai ismereteink szerint, a sugárzó/látható anyag (például csillagok, sugárzó ködök stb.) a teljes anyag/energia csak mintegy 0,5-1%-át teszi ki. Hozzávéve a nem sugárzó, hagyományos anyagot (hideg gázok, por, kihunyott csillagok stb.) a teljes mennyiség ~5%-a adódik csupán. Itt nem részletezett okok miatt az is kiderült, hogy a maradék 95% nem is lehet hagyományos

anyag,²⁰ hanem valami ismeretlen szubsztancia. Az is ismert, hogy ebből ~27% az a sötét anyag, amely biztosan nem barionos és nagy léptékben csak gravitációs kölcsönhatásában mutatja meg magát. A maradék ~68% pedig a még ennél is rejtélyesebb „sötét energia”, amelynek hatása abban nyilvánul meg, hogy Világegyetemünk gyorsulva tágul, azaz a gravitáció ellenében valami szétlökő a nagy galaxishalmazokat.²¹

Régebben a neutrínó esélyes volt a sötét anyag szerepére, mert, bár tömege kicsi, de sokkal több van belőle minden más részecskénél.²² De azóta kiderült, hogy ez a tömeg biztosan kisebb annál, semhogy a neutrínók – nagy számuk ellenére – kiadják a sötét anyag tömegét.²³

Most az egyik legesélyesebb jelölt a sötét anyagot alkotó részecskére, WIMP-re (Weakly Interacting Massive Particles – gyengén kölcsönható nagytömegű részecskék, magyarul lehetne akár „gyent”) az úgynevezett „neutralínó”. Ez, az egyelőre hipotetikus részecske, a standard modellen túlmutató, ma még felderítetlen új fizikához tartozik. Az úgynevezett *szuperszimmetria* (SUSY) szerint minden ismert elemi részecskének van egy nagy tömegű, „árnyék” partnere. Az elképzelés szerint a neutrínó szuperszimmetrikus árnyékpartnere, a neutralínó lenne a keresett WIMP. Az elméleti modell jóslatai jól egybevágnak a várt tulajdonságokkal: a hagyományos anyaggal szinte csak gravitációs kölcsönhatásba lép, és „hideg anyag”, azaz mozgási energiája kicsi, és a jósolt össztömeg nagyjából kiadja a sötét anyagra várt értéket.²⁴

Tehát a sötét anyag rejtélye erősen összekapcsolja a részecskefizikát és a kozmológiát, a mikro- és a makrovilágot.²⁵

Nézzük az itt folyó, sötét anyaggal kapcsolatos kísérleteket!

DEAP/CLEAN

A DEAP a Dark Matter Experiment using Argon and PulseShape discrimination (Sötétanyag-kísérlet, ahol argont és jelalak-diszkriminációt használnak), míg a CLEAN a Cryogenic Low Energy Astrophysics with Noble liquids (Kriogén kisenergiás asztrofizika folyékony nemesgázokkal) rövidítése [11].

Itt folyékony argon (vagy neon) segítségével mutatják ki, ha egy WIMP esetleg kölcsönhat egy „evilági” részecskével.²⁶

A DEAP-1 2007-ben indult, és inkább csak a koncepció tesztelése volt a cél. Itt 7 kg argont használtak.

²⁰ Barionos, azaz protonból és neutronból álló, mindennapi életünkben jól ismert anyagfajta.

²¹ Sötét anyag témakörben lásd például a 2006-os *Fizikai Szemlében* Németh Judit cikkét [10]!

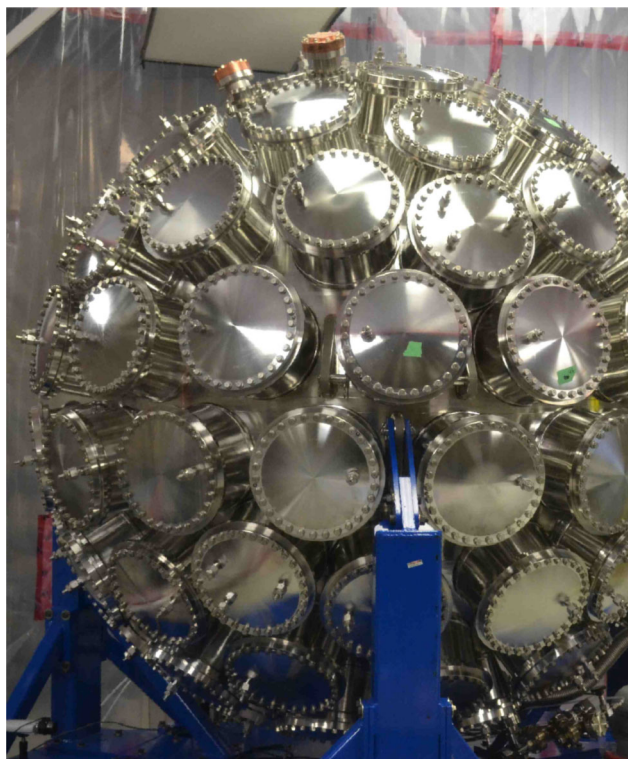
²² A zérus nyugalmi tömegű fotonokat kivéve.

²³ Másrészt, a sötét anyag „hideg” (lassú) kell legyen (cold dark matter), a neutrínók pedig közel fénysebességgel mozognak.

²⁴ A másik jelölt az „axion”, erről az SNO+ / „Egzoitikus fizika” pontban írtam.

²⁵ Ez a neutrínóra is elmondható.

²⁶ Ebben az esetben ez rugalmas szóródást jelent az argon atommagon.



9. ábra. A miniCLEAN sötétanyag-detektor.

Az ezt követő miniCLEAN 500 kg argont vagy neont, az utána jövő DEAP-3600 már közel 1000 kg folyékony argont használ. Az argon itt is egy akril-edényben lesz és 260 darab fotoelektron-sokszorozó veszi körbe. Az egész berendezést – az SNO/SNO+hoz hasonlóan – ultratiszta víz veszi majd körbe, csökkentve a háttérrel (9. ábra).

Az argon használatának előnyei:

- nemesgáz lévén könnyű tisztán (azaz radioaktív szennyeződések nélkül) előállítani;
- nagy mennyiségű foton keletkezik benne, ha ionizáló sugárzás éri;
- aránylag olcsó és van tapasztalat az ilyen célokra történő használatára tekintetében;
- nagy különbség van a háttérsugárzás okozta jel és az esetleges WIMP kölcsönhatás kiváltotta jel időbeli lefutásában, azaz könnyen megkülönböztethető a zavar és a hasznos jel.

Mindenesetre a háttérrel nagyon kicsire kell szorítani, mivel a várt eseménygyakoriság: 1 jel/év! Ezért is fontos az SNOLAB biztosította alacsony háttér.

PICO

A PICASSO és a COUP mozaikszavak egyesítéséből. A PICASSO (Project In Canada to Search for Supersymmetric

Objects) a kanadai projekt szuperszimmetrikus objektumok keresésére rövidítése. A detektálási elv ötletes, hallgatózni kell! Itt freont (C_4F_{10} , illetve C_3F_8) használnak amit (50-100 μm -es) kis cseppekben, egy viszkozus anyagban (polimerben) oszlatnak el. Ha egy fluoratommag találkozik egy WIMP-pel, akkor a visszalökődés kinetikus energiája felhevíti és elpárologtatja a freont. A képződő buborék nő és az egész cseppecske gyorsan elpárolog. Az így kialakuló kis robbanás nyomáshulláma (körülbelül 4 ms) piezodetektorokkal mérhető. Itt is egyre nagyobb méretekben épülnek az újabb detektorok, így csökkentve az érzékenységi küszöböt. Az utolsó (eddig tervbe vett) már ezer kg freont használ majd.

COUPP (Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics) a chicagói föld alatti részecskefizika obszervatórium. A nevéből látszik, hogy ezt nem itt, az SNOLAB-ban, hanem Chicagóban, a Fermilabnál kezdték, még 2004-ben, de jelenleg már itt folyik a kísérlet. Ez egy 4 kg CF_3I -ot tartalmazó buborékkamra. A trifluor-jód-metán folyadék túlhevítve várja a WIMP-pel való találkozást. Ha ez megtörténik, akkor a keletkező buborékok révén detektálható az esemény (10. ábra). A 4 kg-os prototípust követi egy 60 kg-os, majd végül egy 500 kg-os.

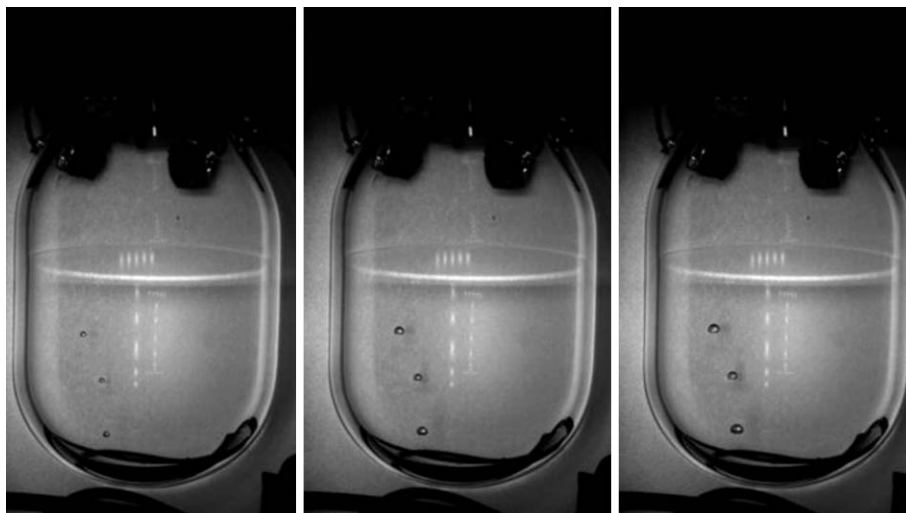
DAMIC

A Dark Matter In CCDs (sötét anyag CCD-kben) kísérletben a digitális kamerákban is használatos CCD egy „felturbózott” változatát alkalmazzák. 250 μm vastag – a szokásos 30 μm helyett –, és belső zajszintje alacsony. Ezt a Berkeley Laboratóriumban (USA) fejlesztették ki.

SuperCDMS

A Super Cryogenic Dark Matter Experiment (szuper kriogén sötét anyag kísérlet) projekt egyelőre a Berkeley Egyetemen folyik, de a terv szerint az SNOLAB-ba „költöznek”. Itt nagy germánium szilárdtestdetektorok és a WIMP-ek várt kölcsönhatását tanulmányozzák, közel abszolút zérus hőmérsékleten.

10. ábra. A COUPP sötétanyag-detektor.





11. ábra. Stephen Hawking látogatása az SNOLAB-nál.

ciális balesetvédelmi és „bányahasználatra” vonatkozó vizsgákat le kell tennie, amelyek a bányászok számára is kötelezően előírtak.

Tehát a laborba úgy lehet eljutni, hogy a felszíni épületben átöltözünk, a speciális „bányafelszerelést” felöltjük, majd lent, a labor bejárata előtt egy alapos csizmosást követően az öltöző „piszkos” részén mindent (szó szerint) levetünk. A „tisztá” oldalra csak egy alapos zuhanyozás, hajmosás után mehetünk át, ahol frissen mosott alsónemű és overálok várnak bennünket. A tisztalabor területére csak ezután „hajfagó”-ban, védősisakban, védőszemüvegben, kesztyűben stb. léphetünk be.²⁸ A tüsszentésre is fokozottan kell ügyelni, és minden módon óvni kell a tisztaságot.

Az SNOLAB honlapján virtuális utazást tehetünk a laboratóriumbam [12], és egy film is bemutatja nekünk a helyet [13].

Kint tartózkodásom alatt látogatta meg az intézetet *Stephen Hawking*. Számára egy kocsit készítettek, amely

a lifttől a laboratóriumig vezető úton, a bányavasúton közlekedett.²⁹ A 11. ábrán a látogatás során készült képek láthatók.

A Youtube-on is több, az SNOLAB-bal kapcsolatos videó található [14].

Irodalom:

- Németh Csaba: A Sudbury Neutrínó Observatórium (SNO) bemutatása, a 2015. évi fizikai Nobel-díj kapcsán. *Fizikai Szemle* 66/6 (2016)
- Klapdor-Kleingrothaus, Dietz, Harney, Krivosheina: Evidence for neutrinoless double beta decay, *Modern Physics Letters A* 16 (2001), S. 2409–2420.
- Ettore Fiorini: A neutrínó tömege. *Fizikai Szemle* 58/10 (2008) 331.
- Németh Judit: Szupernóva robbanás. *Fizikai Szemle* 47/5 (1997) 163.
- Németh Judit: Sötét anyag. *Fizikai Szemle* 54/11 (2006) 362.
- arXiv.org > physics > arXiv:1403.4842v1
- <https://www.snolab.ca/facility/vr-tour>
- <https://www.snolab.ca/outreach>
- <https://www.youtube.com/user/TheSNOLAB>

²⁸ A laboratórium megfelel a CLASS 2000-es szabványnak, ami azt jelenti, hogy a 0,5 µm-t elérő, illetve azt meghaladó méretű részecskék száma egy köblábnyi levegőben nem lehet több 2000-nél. Egy átlagos helyiségben ez az érték 1 millió.

²⁹ Ezen a vasúton szállítják az anyagokat, eszközöket is a laboratóriumba.

Egyéb érdekességek

Ahogy korábban már említettem, a föld alatti komplexum egy működő nikkelbánya (a Vale Inco cég Creighton bányája) egyik tárnájának leágazásaként került kialakításra. Az ott végzett munka során a bánya által üzemeltetett liftet használják a kutatók is. Ez egy kétszintes, körülbelül 2×40 főt befogadó, meglepően gyors közlekedési eszköz. A 2 km már észrevehető nyomáskülönbséget (25%) jelent a felszínhez viszonyítva, ezért, ha valakinek eldugult a füle (náthás), akkor az komoly fájdalmat, rosszullétet okozhat. Gyakran megtörtént, hogy félútról vissza kellett fordulni, mert valaki menet közben rosszul lett.

Téli napokon „nagy élmény” a hőmérséklet-különbség is, magam is megtapasztaltam, hogy milyen, amikor a kinti közel –40 °C-ról a lenti több mint +30 °C-ba érkezik az ember.²⁷

A liftből kiszállva még egy körülbelül 20 perces, közel vízszintes, föld alatti séta visz a labor bejárataig. A bányában szigorú biztonsági előírások érvényesek. Minden kutatónak ugyanazokat az általános és spe-

²⁷ A kőzet itt 42°C-os, de a folyamatos szellőztetésnek köszönhetően a tárna levegője és a közvetlen fala, ennél hűvösebb.

TENGELYSZIMMETRIKUS CENTRÁLIS KONFIGURÁCIÓK A NÉGYTESTPROBLÉMÁBAN

Érdi Bálint
ELTE, Csillagászati Tanszék

Centrális konfigurációk

A centrális konfigurációk vizsgálata az égi mechanikai n -test problémához kapcsolódik: határozzuk meg n pontszerű test mozgását, ha rájuk csak a Newton-féle kölcsönös gravitációs vonzóerők hatnak. A probléma mozgásegyenletei:

$$m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \sum_{j \neq i} \frac{m_i m_j}{r_{ij}^3} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i), \quad 1 \leq i, j \leq n, \quad (1)$$

ahol a pont a t idő szerinti deriválást jelenti, m_i és \mathbf{r}_i az i -edik test tömege és baricentrikus helyvektora, r_{ij} az i -edik és j -edik test egymástól való távolsága (a gravitációs állandó 1-nek vehető a hosszúság, tömeg és idő egységének megfelelő megválasztásával).

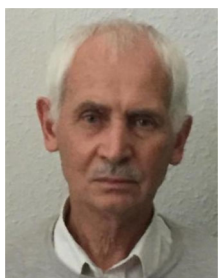
Az (1) egyenletek nem integrálhatók. Perturbációszámítási módszerekkel közelítő megoldások vezethetők le, ilyen megoldásokat használnak a bolygók mozgásának leírására. Egy nem integrálható dinamikai rendszernél egzakt megoldásokat a periodikus megoldások szolgáltathatnak. A centrális konfigurációk speciális periodikus megoldások.

Centrális konfigurációról beszélünk, ha minden egyes testre ható eredő erő a rendszer tömegközéppontjába mutat. Ekkor a testek úgy mozognak, hogy a pillanatnyi helyzetük által meghatározott konfiguráció önmagához mindig hasonló marad. A testeket összekötő szakaszokból álló alakzat eltolódhat, foroghat, mérete változhat, ám az alakzat szögei nem változnak. Két centrális konfigurációt akkor tekintenek különbözőnek, ha ezekkel a transzformációkkal (eltolás, forgatás, nagyítás) nem vihetők át egymásba.

(1) alapján a centrális gyorsulások feltétele (az m_i tömegekkel való egyszerűsítés után):

$$\sum_{j \neq i} \frac{m_j}{r_{ij}^3} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) = -\lambda \mathbf{r}_i, \quad 1 \leq i, j \leq n, \quad (2)$$

ahol a $\lambda(t) > 0$ paraméter minden testre ugyanaz (ez szükséges a konfiguráció önhasonlóságához).



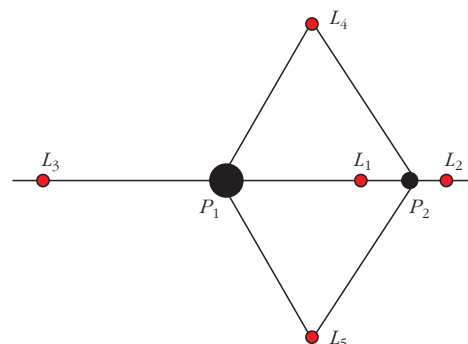
Érdi Bálint csillagász, az MTA doktora, az ELTE Csillagászati Tanszékének professzor emeritusa, korábban tanszékvezetője. Égi mechanikai kutatásokkal, főleg a háromtestprobléma vizsgálatával foglalkozik. A *Marik Miklós* által szerkesztett *Csillagászat* könyv *Égi mechanika* fejezetének szerzője. Égi mechanika előadásainak jegyzetei, *Égi mechanika*, *A Naprendszer dinamikája*, *Mesterséges holdak mozgása* elérhetők a szerző <http://astro.elte.hu/~erdi> honlapján.

Adott tömegek esetén a (2) nemlineáris algebrai egyenletrendszer szolgál a centrális konfigurációk megfelelő pozíciók meghatározására. A feladat azonban igen nehéz az r_{ij}^3 nevezők miatt (a kölcsönös távolságok a testek koordinátáitól függnék, így az ismeretlen koordináták bonyolult módon szerepelnek az egyenletekben).

(2) megoldása $n = 2$ -re és 3 -ra ismeretes. A kéttest-problémát már *Newton* megoldotta, értelemszerűen az erők itt centrálisak. A háromtestprobléma centrális konfigurációi az Euler–Lagrange-megoldások. *Euler* mutatta meg, hogy három test mozoghat úgy, hogy mindig egy egyenes fektethető rajtuk keresztül, miközben kölcsönös távolságaik aránya állandó marad. Két test összekötő egyenesén egy harmadik test három különböző tartományba helyezhető el (a testek közé, illetve a testeken kívül), s ebben az esetben a (2)-ből levezethető ötödfokú algebrai egyenletnek mindegyik tartományban egy megoldása van a harmadik test pozíciójára, így három Euler-megoldás létezik. Ezek mellé *Lagrange* két további önhasonló konfigurációjú esetet talált, amelyekben a három test mindig egyenlő oldalú háromszögek csücsait alkotja. A háromtestprobléma centrális konfigurációit röviden csak Lagrange-megoldásoknak nevezik (*1. ábra*). Mind az öt esetben a tömegek tetszőlegesek lehetnek, és az egyes testek a rendszer tömegközéppontja körül Kepler-mozgást végeznek, miközben vagy egy egyenesre illeszkednek, vagy szabályos háromszöget formálnak.

Az $n \geq 4$ esetekről viszonylag keveset tudunk. Az Euler-megoldásokat 1910-ben *R. Moulton* általánosította, megmutatva, hogy tetszőleges tömegekkel n test $n!/2$ számú egyenes vonalú, centrális konfigurációt alkothat. Egyenlő tömegek szimmetrikus elrendezései is centrális konfigurációt valósíthatnak meg (például egy kör mentén egyenletesen elhelyezkedve, míg a kör középpontjában tetszőleges más tömeg is lehet). Az $n = 4$ esetben egyetlen térbeli centrális konfiguráció

1. ábra. A Lagrange-megoldások. A P_1, P_2 testek mellé egy harmadikat az L_i Lagrange-pontok valamelyikébe lehet elhelyezni, hogy centrális konfiguráció jöjjön létre.



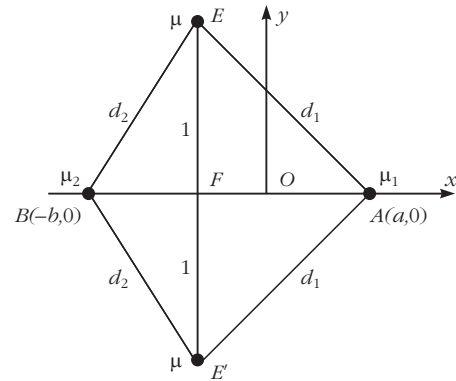
létezik, amelyet egyenlő tömegű testek egy szabályos tetraéder csúcsaiban elhelyezkedve hoznak létre.

A (2) egyenletek, illetve az ezeknek megfelelő, más formában felírt egyenletek bonyolultsága olyan mértékű, hogy megoldásuk numerikusan is nehézségekbe ütközik. Így numerikus megoldást néhány esetben sikerült kapni, valamilyen szimmetriát, vagy a tömegek közti bizonyos számú egyenlőséget feltételezve. A fő hangsúly ezért inkább a centrális konfigurációk számának meghatározására irányul. A háromtestprobléma egyenes vonalú esetében egy ötödfokú algebrai egyenletről lehet meghatározni a harmadik test relatív pozíciójának koordinátáját (az egyenlet együtthatói a tömegektől függenek), és ennek az egyenletnek tetszőleges tömegek mellett három megoldása létezik (ez az egyenletre alkalmazható Descartes-féle előjelszabályból következik). Kérdés, $n \geq 4$ esetén hasonló megállapítás tehető-e?

S. Smale amerikai matematikusa 1998-ban összeállított egy listát a 21. század általa legfontosabbnak ítélt, megoldásra váró matematikai problémáiról. Ezen a listán szerepel a centrális konfigurációk számának kérdése is: adott n -re, tetszőleges tömegek esetén véges-e a centrális konfigurációk száma (különbözőknek azokat tekintve, amelyek a három említett transzformációval nem vihetők át egymásba). D. Saari is a 21. század matematikai problémájának tartja a centrális konfigurációkat, mert a probléma könnyen megérthető a nem szakemberek számára is, ellenállt az eddigi megoldási kísérleteknek, és jelentősége nagy. Ez utóbbival kapcsolatban érdemes említeni, hogy az n -test problémában a testek ütközésekor a rendszer centrális konfigurációk felé tart (ez lehet úgy, hogy valamennyi test egy pontban ütközik, vagy ugyanazon időpontban több különböző pontban). A végső mozgások is (egyre növekvő időpontokra) centrális konfigurációk felé tartanak. Friss eredmény, hogy a síkbeli esetben $n = 4$ -re 2006-ban M. Hampton és R. Moeckel, $n = 5$ -re 2012-ben A. Albouy és V. Kaloshin bizonyította a centrális konfigurációk számának végességét.

Tengelyszimmetrikus konfiguráció a négytestproblémában

A centrális konfigurációk problémaköréhez a négytestprobléma egy tengelyszimmetrikus esetének teljes megoldásával járultunk hozzá [1]. A jelölések és a konfiguráció a 2. ábrán láthatók. A és B jelöli azt a két pontszerű testet, amelyeken átmenő egyenes a szimmetriatengely, egyben az egyik koordinátatengely. Az E és E' testek erre szimmetrikusan helyezkednek el (deltoid alakú konfiguráció), és egyenlő tömegűek. O a rendszer tömegközéppontja, amely az Oxy derékszögű koordináta-rendszer kezdőpontja, az Ox tengely az A pont felé mutat. (Megjegyezzük, hogy elég azt feltételezni, hogy O az AB egyenesen van, E és E' pedig ezen kívül, különböző félsíkokban, ebből következik a szimmetria és az E, E' testek tömegének egyenlősége. Azt is fontos megemlíteni,



2. ábra. A tengelyszimmetrikus konfiguráció jelölései.

hogy létezik más tengelyszimmetrikus centrális konfiguráció is, a szimmetrikus trapéz, az alapok csúcsaiban két-két egyenlő tömeggel, ezzel az esettel azonban nem foglalkoztunk.)

Célszerű dimenziótlan koordinátákat és tömegeket használni. Legyen a hosszegység az E pont távolsága az x tengelytől. Ezzel A és B koordinátái: $A(a, 0)$, $B(-b, 0)$. Az E, E' pontok távolsága A -tól és B -tól d_1 és d_2 . A tömegegység legyen a testek össztömege, ekkor A, B, E dimenziótlan tömege rendre μ_1, μ_2 és μ (E' tömege is μ). Fennáll a

$$\mu = \frac{1 - \mu_1 - \mu_2}{2}$$

összefüggés, tehát két független tömegparaméter van, μ_1 és μ_2 . Ezekre teljesülnie kell, hogy $0 \leq \mu_1, \mu_2 \leq 1$ és $0 \leq \mu_1 + \mu_2 \leq 1$ (az egyenlőség akkor áll fenn, ha határesetként nulla tömegeket is megengedünk). Az E, E' pontok x koordinátája, az F felezőpontjával megegyezően: $-(a\mu_1 - b\mu_2) / 2\mu$.

Az ismeretlen a, b koordinátákra levezethetők a (2)-nek megfelelő egyenletek:

$$\mu_2 \left(\frac{1}{(a+b)^2} - \frac{b}{d_1^3} - \frac{a}{d_2^3} \right) - (1 - \mu_1 - \mu_2) \left(\frac{1}{8} - \frac{1}{d_1^3} \right) a = 0, \quad (3)$$

$$\mu_1 \left(\frac{1}{(a+b)^2} - \frac{b}{d_1^3} - \frac{a}{d_2^3} \right) - (1 - \mu_1 - \mu_2) \left(\frac{1}{8} - \frac{1}{d_2^3} \right) b = 0,$$

ahol

$$d_1 = \sqrt{\left(a + \frac{\mu_1 a - \mu_2 b}{1 - \mu_1 - \mu_2} \right)^2 + 1}, \quad (4)$$

$$d_2 = \sqrt{\left(b - \frac{\mu_1 a - \mu_2 b}{1 - \mu_1 - \mu_2} \right)^2 + 1}.$$

A λ paraméterre a (3) egyenletektől független egyenlet vezethető le, amelyből λ kiszámítható, ha (3)-ból a -t és b -t már meghatároztuk.

A (3) nemlineáris algebrai egyenletrendszer két paramétertől függ (μ_1 és μ_2), és két ismeretlen tartalmaz (a és b). Ez azonban nézőpont kérdése, attól függ, hogy a problémát milyen szempontból tekintjük. Általában az úgynevezett direkt problémát vizsgálják: megadják a tömegeket (μ_1, μ_2) és azt keresik, hogy a testeket hova kell elhelyezni

(a, b), hogy a konfiguráció centrális legyen. Ezzel ellentétes az inverz probléma: adott helyekre (a, b) mekkora tömegeket (μ_1, μ_2) kell tenni, hogy centrális konfiguráció valósuljon meg. Bármelyik problémát vizsgáljuk azonban, a nehézség ugyanaz, ezt pedig a (3)-ban szereplő d_1^3 és d_2^3 nevezők okozzák. Mint (4)-ből látható, d_1 és d_2 függ a tömegektől és a koordinátáktól. (3) megoldása így numerikusan is nagy kihívás, és ily módon csak néhány speciális megoldást tudtak meghatározni.

Egy messzire vezető ötlet

A nevezőkben lévő távolságokból származó nehézségek kiküszöbölésére [1]-ben az a, b koordináták helyett szögkoordinátákat vezettünk be, ami végül elvezetett a (3) egyenletek explicit algebrai megoldásáig.

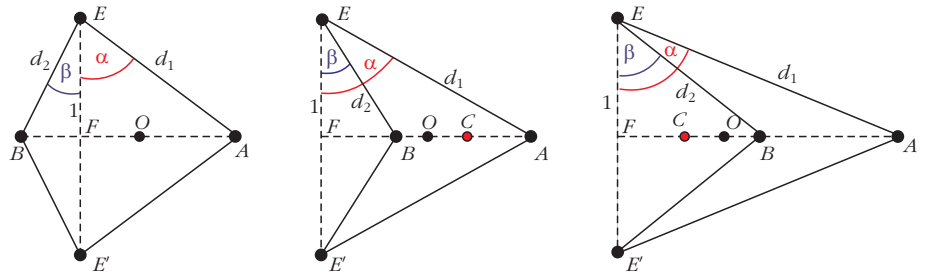
A koordináta-transzformáció felírásakor figyelembe kell venni, hogy háromféle deltoid-konfiguráció lehetséges, egy konvex és két konkáv (3. ábra). A konvex esetben az E, E' pontok F felezőpontja elválasztja A -t és B -t, a konkáv esetekben A és B az F -hez képest egy oldalon vannak. Jelölje C az A, E, E' testek tömegközéppontját. Az 1. konkáv esetben B az F és C pontok között, a 2. konkáv esetben a C és A pontok között helyezkedik el.

A konvex esetben az E, E' testek tömegének egyenlősége miatt feltehetjük, hogy A nagyobb tömegű, mint B ($\mu_1 \geq \mu_2$). A konkáv esetben elvben B -t az A -n kívül is elhelyezhetjük a szimmetriatengelyen, azonban, ha A és B tömegének arányára nem tételezünk fel semmit, akkor ez nem eredményez újabb típusú konkáv konfigurációt.

Az A és B pontok szögkoordinátájaként a 3. ábrán látható α és β szögeket bevezetve egyszerű geometriai összefüggésekkel kifejezhetők a távolságok: $d_1 = 1/\cos\alpha$, $d_2 = 1/\cos\beta$, és felírható az a, b és α, β koordináták közötti kapcsolat. Az 1. konkáv esetben ez

$$\begin{aligned} a &= (1 - \mu_1) \tan\alpha - \mu_2 \tan\beta, \\ b &= \mu_1 \tan\alpha - (1 - \mu_2) \tan\beta. \end{aligned} \quad (5)$$

A konvex eset transzformációs összefüggései az (5) egyenletektől annyiban különböznek, hogy β helyett $-\beta$ -t kell írni, a 2. konkáv esetben pedig b kifejezését ellenkező előjellel kell venni.



3. ábra. Deltoid alakú konfigurációk: konvex (balra), 1. konkáv (középen), 2. konkáv (jobbra). C az A, E, E' testek tömegközéppontja, O pedig a teljes rendszeré.

A (3) egyenleteken mindhárom esetben végrehajtva a transzformációt, és a kapott egyenleteket μ_1, μ_2 szerint rendezve, mindegyik esetben azonos alakú egyenletrendszert kapunk:

$$\begin{aligned} a_0 \mu_1^2 - 2 a_0 \mu_1 + c \mu_1 \mu_2 + b_1 \mu_2 - b_0 \mu_2^2 + a_0 &= 0, \\ -a_0 \mu_1^2 + a_1 \mu_1 - c \mu_1 \mu_2 - 2 b_0 \mu_2 + b_0 \mu_2^2 + b_0 &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

ahol az együtthatók α és β trigonometrikus polinomjai:

$$\begin{aligned} a_0 &= \left(\cos^3\alpha - \frac{1}{8} \right) \tan\alpha, \\ a_1 &= \frac{1}{(\tan\alpha - \tan\beta)^2} - \left(\frac{1}{8} - \cos^3\alpha - \cos^3\beta \right) \tan\beta - \frac{1}{8} \tan\alpha, \\ b_0 &= - \left(\cos^3\beta - \frac{1}{8} \right) \tan\beta, \\ b_1 &= \frac{1}{(\tan\alpha - \tan\beta)^2} + \left(\frac{1}{8} - \cos^3\alpha - \cos^3\beta \right) \tan\alpha + \frac{1}{8} \tan\beta, \\ c &= \left(\cos^3\beta - \frac{1}{8} \right) \tan\alpha + \left(\cos^3\alpha - \frac{1}{8} \right) \tan\beta. \end{aligned} \quad (7)$$

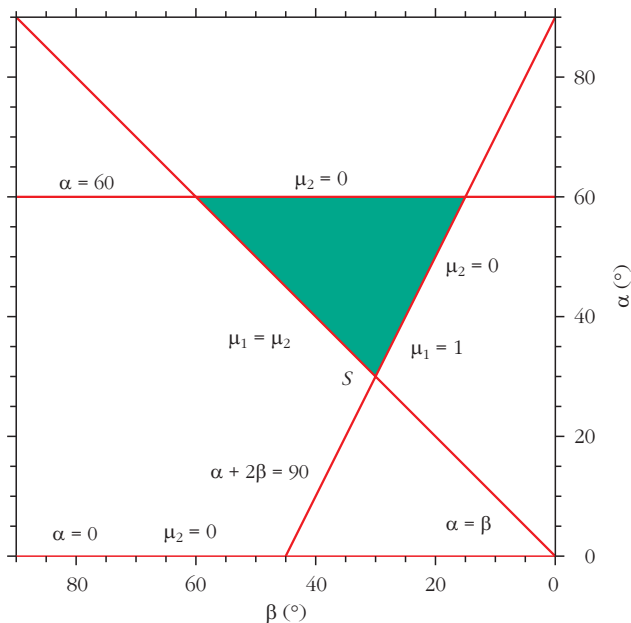
A konvex esetben ezekben a kifejezésekben β -t negatív előjellel kell venni. A konkáv eseteket az különbözteti meg, hogy $(1 - \mu_2) \tan\beta$ kisebb (1. eset), vagy nagyobb (2. eset) $\mu_1 \tan\alpha$ -nál (ez a feltétel azt fejezi ki, hogy a B pont a C -hez képest hol helyezkedik el).

Az együtthatók között minden esetben fennáll az

$$a_0 - b_0 + b_1 - a_1 + c = 0 \quad (8)$$

összefüggés.

A szögkoordinátákra való áttérés előnye abban mutatkozik meg, hogy a transzformált (6) egyenletekben nincsenek kritikus nevezők (a konkáv esetekben $\tan\alpha - \tan\beta \neq 0$, mivel $\alpha \neq \beta$, az egyenlőség ugyanis A és B egybeesését jelentené, másfelől a konvex esetben a kérdéses nevező $\tan\alpha + \tan\beta$ alakú).



4. ábra. Kritikus egyenesek és a hozzájuk tartozó tömegek a konvex esetben. Centrális konfigurációk a színes tartományba eső α és β értékekre lehetségesek.

A (6) egyenletek szerkezete sugallja az inverz probléma vizsgálatát. A direkt probléma, adott μ_1, μ_2 -höz keressük α, β -t, nem látszik járhatónak az egyenlet együtthatóinak a szögektől való bonyolult függése miatt. A fordított út, adott α, β -hoz keressük μ_1, μ_2 -t azonban kivitelezhetőnek tűnik, hiszen a (6) egyenletek a tömegekre nézve másodfokúak. Ráadásul (6) egyenleteit összeadva μ_1 és μ_2 között lineáris kapcsolat adódik:

$$(a_1 - 2a_0)\mu_1 + (b_1 - 2b_0)\mu_2 + a_0 + b_0 = 0. \quad (9)$$

Ez lehetővé teszi a (6) egyenletek egyszerű másodfokú egyenlet alapján történő megoldását, az együtthatók közti (8) összefüggés pedig a megoldás explicit formában való kifejezését:

$$\mu_1 = \frac{(b_1 + a_0 - b_0)b_0}{a_0 b_1 + a_1 b_0 - a_1 b_1}, \quad (10)$$

$$\mu_2 = \frac{(a_1 + b_0 - a_0)a_0}{a_0 b_1 + a_1 b_0 - a_1 b_1}.$$

Van egy másik megoldáspár is, ennél azonban a tömegek összege mindig 1, így ezt az esetet nem vizsgáltuk (a gyökök összege úgy is lehet 1, hogy az egyik gyök negatív, a másik pozitív, így ez a megoldáspár nem feltétlenül jelent kéttestproblémának megfelelő valós megoldást).

Az (5) és (10) egyenletek a (3) nemlineáris algebrai egyenletrendszer explicit megoldását jelentik, és megadják a probléma összes megoldását.

A (6) egyenletek és a (10) megoldás érdekes szimmetriatulajdonsággal rendelkeznek. Az a_i együtthatókat b_i -re, a b_i -ket a_i -re, μ_1 -et μ_2 -re, μ_2 -t μ_1 -re cserélve, (6) egyenletei felcserélődnek. Az a_i és b_i hasonló fel-

cserélésével a (10) megoldásban μ_1 és μ_2 is felcserélődik. Ezért mindegy, hogy (9) felhasználásával a (6) egyenletek közül melyiket oldjuk meg, a megoldás formálisan is ugyanaz lesz.

A (10) egyenletek minden α, β párra megadják azokat a μ_1, μ_2 értékeket, amelyek kielégítik a (6) egyenletrendszert. Ezek közül azonban fizikailag csak azok reálisak, amelyekre $0 \leq \mu_1, \mu_2 \leq 1, 0 \leq \mu_1 + \mu_2 \leq 1$ teljesül. (10) és (7) alapján az (α, β) paramétersíkon numerikusan megvizsgálható (μ_1, μ_2 -t egy nagyfelbontású rács pontjaiban kiszámítva), hogy hol létezhet valódi megoldás. Az eredmények azt mutatják, hogy ez csak bizonyos tartományokban fordulhat elő. A következőkben ezeket az eseteket mutatjuk be.

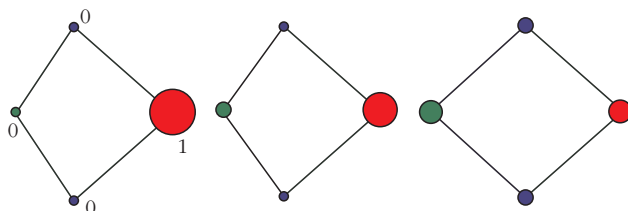
Konvex eset

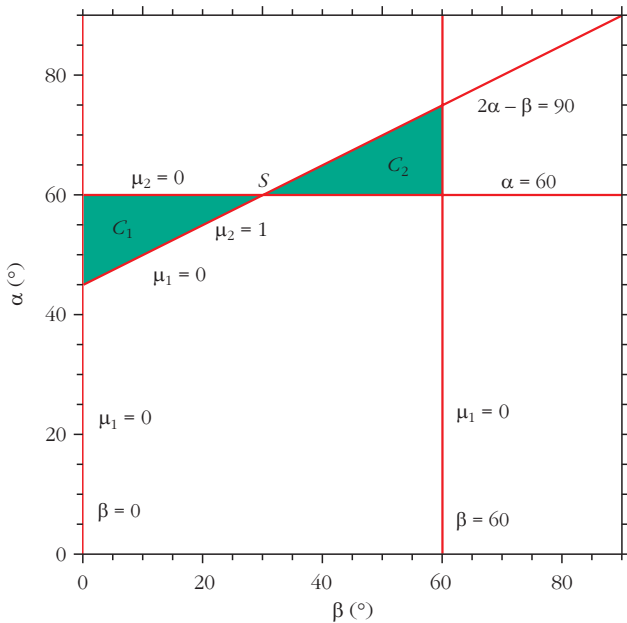
A konvex esetben a lehetséges konfigurációknak megfelelő α, β szögek a 4. ábra színezett tartományára korlátozódnak (α a függőleges, β a vízszintes tengely, és a 3. ábra konvex esetével való könnyebb összehasonlítás kedvéért β a „szokástól” eltérően negatív irányban növekvő). Ezt a tartományt kritikus egyenesek határolják, ahol a tömegek valamilyen szélsőértéket vesznek fel. Az $\alpha + 2\beta = 90^\circ$ egyenes mentén $\mu_1 = 1, \mu_2 = 0$ (ez és a többi kritikus egyenes a (10) egyenlet megoldása). Az $\alpha = \beta$ egyenesen $\mu_1 = \mu_2, \alpha = 60^\circ$ -ra $\mu_2 = 0$. A 4. ábra színezett tartományában bármely α, β szögpárnak megfelel egy konvexdeltoid alakú centrális konfiguráció, amelyhez tartozó tömegeket (10) adja az adott α, β -val számítva.

A kritikus egyeneseket felhasználva ezek a centrális konfigurációk egyparaméteres családként írhatók le. Egy adott család kezdő konfigurációja az $\alpha + 2\beta = 90^\circ$ egyenes egy pontjának felel meg, amelyre $\alpha = 30^\circ + 2\kappa, \beta = 30^\circ - \kappa$, ahol $0^\circ \leq \kappa \leq 15^\circ$. Az α -t $30^\circ + 2\kappa$ -nál rögzítve β értéke $30^\circ - \kappa$ -tól $30^\circ + 2\kappa$ -ig növekedhet, amikor egyenlővé válik α -val. Eközben a tömegek úgy változnak, hogy μ_1 értéke 1-ről csökken, μ_2 -é 0-ról nő, amíg $\alpha = \beta$ -nál egyenlővé nem válnak (5. ábra). Ennek olyan rombusz alakú konfiguráció felel meg, ahol a szemközti tömegek egyenlők. Speciális esetben, ha $\alpha = \beta = 45^\circ$, a konfiguráció négyzet, és minden tömeg egyenlő.

Különleges esetet képvisel az $\alpha = \beta$ és $\alpha + 2\beta = 90^\circ$ egyenesek S metszéspontja (4. ábra). Itt $\mu_1 = 1$ és $\mu_1 = \mu_2 = 0$ egyszerre teljesül, $S(\alpha = \beta = 30^\circ)$ tehát szingulá-

5. ábra. A tömegek és a konfiguráció (sematikus) változása a konvex esetben (balról jobbra haladva, ami növekvő β -nak felel meg). A (piros) tömege 1-ről csökken, B (zöld) tömege 0-ról nő, míg egyenlőkké válnak. Az egyenlő tömegű E, E' (kék) tömege 0-ról nő egy maximumig.





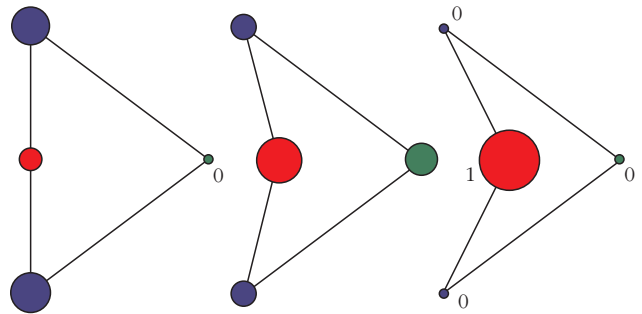
6. ábra. Kritikus egyenesek és a hozzájuk tartozó tömegek a konkáv esetekben. Centrális konfigurációk a színes tartományokba eső α és β értékekre lehetségesek. C_1 és C_2 az 1., illetve 2. konkáv esetre vonatkozik.

ris pont. Itt a (10) megoldás nem érvényes, és (6)-ot $\alpha = \beta = 30^\circ$ -ra közvetlenül megoldva a $\mu_1 + \mu_2 = 1$ összefüggés adódik. A és B tömegének összege tehát 1, és mivel $\alpha = \beta = 30^\circ$, a konfiguráció két Lagrange-féle szabályosháromszög-megoldásból áll (AEB és $AE'B$), ahol azonban E és E' tömege 0, míg A és B tömege $\mu_1 + \mu_2 = 1$ mellett tetszőleges. A konvexdeltoid-alakú konfigurációk kiindulópontját $\kappa = 0^\circ$ -ra ezek a Lagrange-megoldások jelentik. A konvex konfigurációcsaládok befejezése is Lagrange-háromszögekből áll. $\kappa = 15^\circ$ -ra $\alpha = 60^\circ$, és $\mu_2 = 0$ minden β -ra. Így A, E, E' Lagrange-háromszöget alkot, és miközben β értéke 15° -tól 60° -ig nő, ezalatt μ_1 értéke 1-ről 0-ra csökken.

Konkáv esetek

A konkáv esetekben a lehetséges konfigurációknak megfelelő α, β értékek a 6. ábra színezett tartományaiba esnek (C_1, C_2 jelöli az 1., illetve 2. konkáv esetet). Ezeket a tartományokat is kritikus egyenesek határolják, amelyek (10)-ből levezethetők. A $2\alpha - \beta = 90^\circ$ egyenes mentén $\mu_2 = 1, \mu_1 = 0$. Az $\alpha = 60^\circ$ egyenesen $\mu_2 = 0$, a $\beta = 0^\circ$ és $\beta = 60^\circ$ egyeneseken $\mu_1 = 0$. A színezett tartományokban bármely α, β szög párnak konkávdeltoid-alakú konfiguráció felel meg, amelyhez tartozó tömegek (10)-ből kiszámíthatók.

A konkáv konfigurációk is egyparaméteres családokként írhatók le. Az 1. konkáv esetben rögzített $\alpha = 45^\circ + \kappa$ -ra β értéke 0° -tól 2κ -ig változhat (κ határai a konvex és konkáv esetekben megegyeznek). Miközben β ezen tartományban nő, μ_1 értéke 0-ról eléri egy maximumot, majd visszacsökken 0-ra (7. ábra). Ezzel szemben μ_2 egy minimumról 1-ig nő, a kezdeti minimum értéke 1-től 0-hoz tart κ növekedésével. A kiin-



7. ábra. A tömegek és a konfiguráció (sematikus) változása az 1. konkáv esetben. A kiinduló helyzet Euler-Lagrange-féle egyenes vonalú megoldás (balra). Innen B (piros) tömege egy minimális értékről 1-ig nő. A (zöld) tömege 0-tól eléri egy maximumot, majd visszacsökken 0-ra. E, E' (kék) tömege folyamatosan csökken.

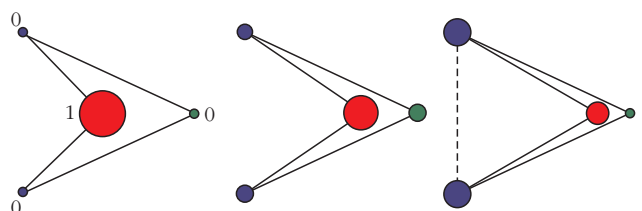
duló konfiguráció minden κ -ra egy Euler-Lagrange-féle egyenes vonalú megoldás, amelyet E, B, E' alkot, A tömege ugyanis 0. A befejező konfiguráció három 0 tömegű testből (A, E, E') és egy egységnyi tömegűből (B) áll.

A 2. konkáv esetben rögzített $\alpha = 60^\circ + \kappa$ -ra β értéke $30^\circ + 2\kappa$ -tól 60° -ig változhat. A μ_1 tömeg viselkedése hasonló az előzőhöz, míg μ_2 változása az előző eset fordítottja: 1-ről csökken egy minimális értékig, és ez a minimum 0-tól 1-ig nő, ahogy κ növekszik. A 2. konkáv esetben az egyes családok kiinduló konfigurációja az 1. eset befejezésével megegyezően három 0 tömegű testből (A, E, E') és egy egységnyi tömegűből (B) áll (8. ábra). A befejező konfiguráció Lagrange-féle háromszög, amelyet B, E, E' alkot, míg ekkor A tömege 0.

A $2\alpha - \beta = 90^\circ$ és $\alpha = 60^\circ$ egyenesek S metszéspontjában (6. ábra) $\mu_2 = 1$ és $\mu_2 = 0$ egyszerre teljesül, így $S(\alpha = 60^\circ, \beta = 30^\circ)$ szinguláris pont, ahol (10) nem érvényes. Erre az α, β -ra (6)-ot közvetlenül megoldva a $\mu_2 + 3\mu_1 = 1$ összefüggés adódik, és $\mu = \mu_1$ is fennáll. Így az S szinguláris pont olyan konfigurációnak felel meg, amelyben A, E, E' Lagrange-féle szabályosháromszög-megoldást valósít meg, egyenlő tömegekkel, B pedig a rendszer tömegközéppontjában helyezkedik el, ami jelen esetben egyben a háromszög súlypontja is, és tömege tetszőleges ($\mu_2 + 3\mu_1 = 1$ mellett). Speciális esetben mind a négy tömeg egyenlő lehet.

Adott pozíciókhoz ismerve az ide helyezendő testek tömegét, centrális konfigurációjú mozgás úgy hozható létre, hogy a testeknek a tömegközépponttól számított távolságukkal arányos nagyságú kezdőse-

8. ábra. A tömegek és a konfiguráció (sematikus) változása a 2. konkáv esetben. A kiinduló helyzetben B (piros) tömege 1, innen csökken egy minimális értékig a befejező Lagrange-féle háromszög-megoldásnál (jobbra). A (zöld) tömege hasonlóan változik, mint az 1. konkáv esetben, és a befejező konfigurációnál 0. E, E' tömege folyamatosan nő.



bességet adunk, irányukat pedig a helyvektorokkal ugyanakkora szöveget bezárónak vesszük. A rendszert ily módon elindítva, a testek Kepler-mozgást végeznek, miközben konfigurációjuk önmagához hasonló (konvex vagy konkáv deltoid) marad.

Távlatok

A deltoid alakú centrális konfigurációkra kapott megoldás további kutatások kiindulópontja lehet. A háromtestprobléma Lagrange-megoldásainak széles körű elméleti és gyakorlati alkalmazásai vannak. A deltoid-megoldások bizonyos értelemben a Lagrange-megol-

dások általánosításai, ezeket határesetként tartalmazzák, így az ezekkel kapcsolatos kérdések (stabilitás, egyensúlyi helyzetek körüli mozgás) a négytestprobléma ezen esetében is vizsgálhatók. Szerepük lehet az $n \geq 5$ esetek tanulmányozásában is. Gyakorlati vonatkozások (centrális konfigurációk megvalósulásai többszörös csillagrendszerekben vagy bolygórendszerekben) is további új lehetőségeket kínálnak. Ez a sokszínűség is hozzájárul a centrális konfigurációk érdekességéhez.

Irodalom

1. B. Érdi, Z. Czirják: Central configurations of four bodies with an axis of symmetry. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* 125 (2016) 33–70.

AZ UNIVERZUM GYORSULÓ TÁGULÁSA

Rác Gábor, Csabai István

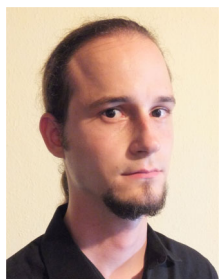
ELTE, Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

2011-ben Nobel-díjjal jutalmazták a felfedezést, amelyben két kutatócsoport, a Supernova Cosmology Project [1] és a High-Z Supernova Search Team [2] 1998-ban – Ia típusú szupernóvák segítségével, egymástól függetlenül – kimutatta az Univerzum gyorsuló tágulását. A mérés eredeti célja az volt, hogy megmutassák: a barionos és sötét anyag gravitációjának hatására Univerzumunk *lassulva* tágul. Az eredeti elvárásokkal ellentétes felfedezés megdöbbentette a kozmológiával foglalkozó fizikusokat és csillagászokat. Nagyon sok új modell született a gyorsulás megmagyarázására, a legfontosabbak ezek közül: a kozmológiai állandó, a sötét energia, a módosított gravitációs elméletek, az inhomogén kozmológiai model-

lek és a kozmológiai visszahatás (backreaction). Ezek közül a kozmológiai állandó épült be az Univerzumot leíró „standard Λ CDM modellbe”, viszont a többi magyarázatot sem sikerült teljesen kizárni, illetve a sötét energia fizikai mibenléte aktív diszkusszió tárgya.

Az utóbbi évtizedben a kozmológiai mérések célja az volt, hogy egyre nagyobb pontossággal meghatározzák a Λ CDM kozmológia paramétereinek értékeit. Ezek közül az egyik legfontosabb a tágulási ráta, azaz a Hubble-állandó mai értéke. Míg korábban a különböző mérések e mennyiség értékére hibán belül azonos eredményt adtak, és a publikációk a standard modell tökéletességét hangsúlyozták, mára a helyzet megváltozott. *Adam Riess* [5] és társai ebben az évben szupernóvák és cefeida változócsillagok segítségével (*1. ábra*) Hubble-állandó értékét az eddigieknél jóval pontosabban határozták meg, és eredményül $H_0 = 73,24 \pm 1,74$ km/s/Mpc értéket kaptak. Ez az érték $3,4\sigma$ -val nagyobb, mint a Planck-űrszonda által, a kozmikus mikrohullámú háttérből meghatározott Hubble-állandó: $H_0 = 66,93 \pm 0,62$ km/s/Mpc.

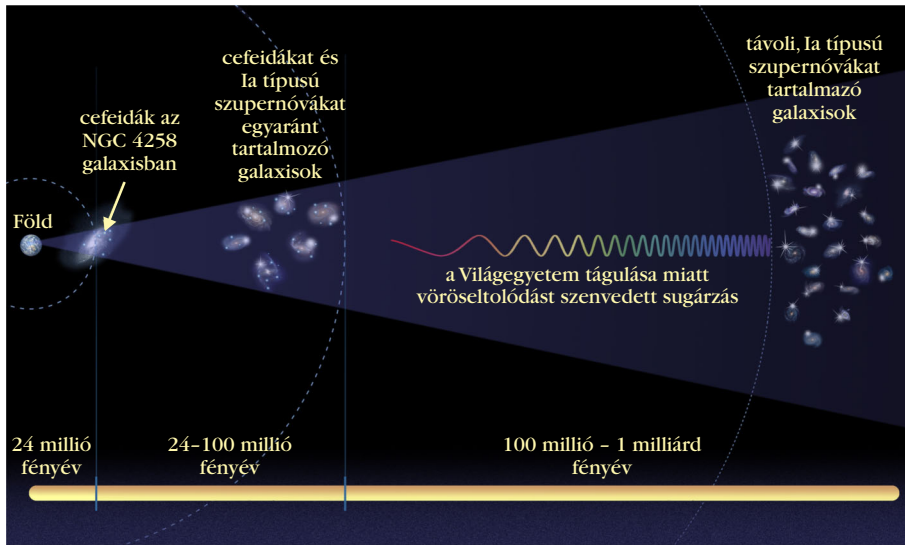
Két magyarázat lehet erre az ellentmondásra: vagy valamelyik mérési módszerben van egy eddig figyelembe nem vett szisztematikus hiba, vagy módosítandó esetleg elvetendő a Λ CDM modell. Az utóbbi magyarázat azért vetődött fel, mert míg a Riess és társai által használt módszer kozmológiai modelltől független, addig a Planck-szonda adataiból a Λ CDM modellt felhasználva határozzák meg a Hubble-állandót. Egyelőre még nem tisztázódott, hogy melyik magyarázat a helyes, viszont a kérdés várhatóan a kutatások homlokterébe kerül és remélhetőleg a közeljövőben választ kaphatunk más, modelfüggetlen mérések alapján. Ha az eddig elfogadott standard modell hi-



Rác Gábor fizikus, az ELTE Komplex Rendszerek Fizikája Tanszékén doktorandusz. Kutatási területe a kozmológia. Elsősorban az Univerzum nagyskálás szerkezetével, kozmológiai N-test szimulációkkal, illetve a kozmológiai visszahatással foglalkozik.



Csabai István fizikus, az MTA doktora, az ELTE Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék egyetemi tanára. Természettudományos kutatásokban használt számítógépes módszereket tanít. Kutatásai a kozmológiától kezdve a komplex hálózatokon át a genetikáig ívelnek, nagy tudományos adathalmazok hatékony elemzésének szakértője. Részt vett a Sloan Digitális Égboltterképészben, valamint számos hazai és nemzetközi interdiszciplináris nagyprojektben.



1. ábra. A Hubble-állandó meghatározásához használt távolságskála (NASA, ESA, A. Field/STScI).

básnak bizonyul, akkor az is lehetséges, hogy valamelyik, alább bemutatott kozmológiai modell állhat majd a helyére. E modellek megértéséhez szükség lesz a tágulás matematikai leírására.

A tágulás matematikai leírása

Az Univerzumban az anyag mozgását és a tágulást nagy skálákon a gravitációs kölcsönhatás határozza meg. Ezt – a jelenleg rendelkezésre álló modellek közül – legpontosabban az *Albert Einstein* által alkotott általános relativitáselmélet írja le. Az elmélet lényegét *John Archibald Wheeler* a következőképpen fogalmazta meg: „A téridő meghatározza, hogy mozogjon az anyag, és az anyag megmondja, hogy miként görbüljön a téridő.” Az anyagot és a téridőt összekapcsoló kovariáns Einstein-egyenlet komponenseit szokás Einstein-egyenletekként emlegetni. A kovariáns egyenlet következőképpen néz ki [3]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (1)$$

ahol $\mu, \nu \in \{0, 1, 2, 3\}$. A $g_{\mu\nu}$ a metrikus tenzor, ez mutatja meg, hogy miként kell értelmezni a távolságokat a téridőben, $R_{\mu\nu}$ és R a Ricci-tenzor és a Ricci-skalár, ezek írják le a téridő görbületét. Ez a két mennyiség nemlineáris módon függ a metrikus tenzor első és második idő- és térkoordináták szerinti deriváltjaitól. Az egyenletek jobb oldalán megjelenik a G gravitációs állandó, a c fénysebesség, és a $T_{\mu\nu}$ energia-impulzus tenzor. Az utóbbi írja le a téridőben lévő anyagot. A 3+1 dimenziós téridőben az ívelemnégyszet a következő lesz [3]:

$$ds^2 = \sum_{\mu, \nu=0}^3 g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (2)$$

Ez az úgynevezett metrika megadja, hogy kis dx^μ tá-

volságokra lévő események (vagyis a téridő pontjai) között mekkora a négydimenziós távolság.

Ha feltesszük, hogy ezt az elméletet a teljes Univerzumra alkalmazhatjuk, továbbá ha alkalmazzuk a kozmológiai elvet, amely kimondja, hogy az Univerzum kellően nagy skálákon homogén és izotróp, tehát minden pontban azonos az anyag sűrűsége, és minden megfigyelő minden irányban ugyanazt látja, akkor az Einstein-egyenletek lényegesen egyszerűbb alakot vehetnek fel. Ezt az elvet három típusú metrika tudja teljesíteni, és ezeket a k görbületi paraméterrel különböztethetjük meg. Szférikus koordináta-rendszer esetén ez a három metrika a következőképpen néz ki:

$$ds^2 = c^2 dt^2 -$$

$$- a(t)^2 \cdot \begin{cases} \left[d\chi^2 + \sin^2(\chi) (d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) \right], \\ \quad \text{ha } \frac{k}{|k|} = +1; \\ \left[d\bar{\chi}^2 + \text{sh}^2(\bar{\chi}) (d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) \right], \\ \quad \text{ha } \frac{k}{|k|} = -1; \\ \left[dr^2 + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) \right], \\ \quad \text{ha } k = 0; \end{cases} \quad (3)$$

ahol $a(t)$ a skálafaktor. Ez a mennyiség fejezi ki a relatív tágulás mértékét. A fenti három metrikát Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker (FLRW) metrikának nevezzük. Az Univerzumban lévő anyagot ideális folyadékkal írhatjuk le, így az anyagot leíró energia-impulzus tenzor a

$$T^{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) u^\mu u^\nu + p g^{\mu\nu} \quad (4)$$

alakot veszi fel, ahol p a folyadék nyomása, ρ az energiasűrűsége, és u^μ a folyadék négyessebessége. Választhatunk a folyadékkal együttmozgó koordináta-rendszert, ekkor

$$u^\mu = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Az energiasűrűség és a nyomás nem független, a kapcsolatot közöttük az állapotegyenlet adja meg:

$$p_i = \omega_i c^2 \rho_i, \quad (6)$$

Ahol az alsó indexben a különböző anyag típusokat jelöljük. ω_i értéke zérus nem relativisztikus anyag esetén ($\omega_m = 0$) és sugárzás esetén $\omega_r = 1/3$. Nem relativisztikus anyagként kezeljük a minket is alkotó bariónos anyagot és a csak közvetve megfigyelhető sötét anyagot, míg sugárzásnak tekintjük az Univerzumunkat kitöltő fotonokat és a neutrínókat.

A metrikával és az energia-impulzus tenzor felhasználásával az Einstein-egyenletekből megkaphatjuk a Friedmann-egyenleteket:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_r) - \frac{k c^2}{a^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho_m + \rho_r + \frac{3P_r}{c^2}\right). \quad (8)$$

Ezek az egyenletek írják le az Univerzum tágulását. Az Ω -paraméterek bevezetésével lényegesen egyszerűbb alakot kaphatunk:

$$\Omega_{i,0} = \frac{\rho_{i,0}}{3H_0^2} = \frac{\rho_{i,0}}{\rho_{\text{crit},0}}, \quad (9)$$

ahol H_0 a Hubble-állandó, és

$$\rho_{\text{crit},0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

a kritikus sűrűség. Az alsó indexben 0-val jelöltük azt, hogy ezek a mai értékek (bevezethetnénk időfüggő módon is e mennyiségeket, de szempontunkból ez nem szükséges). A skálafaktor mai értékét egységnyire választjuk ($a_0 = 1$), hogy még egyszerűbb alakot kaphassunk. Az Ω -paraméterek nem teljesen függetlenek egymástól:

$$1 = \sum_i \Omega_{i,0} + \Omega_{k,0}, \quad (10)$$

ahol

$$\Omega_{k,0} = -\frac{k c^2}{H_0^2}$$

a görbülethez tartozó Ω -paraméter. Ezen új paramétereket és a két Friedmann-egyenletet felhasználva a skálafaktorra a következő egyenletet kapjuk:

$$\left[\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right]^2 = H_0^2 \left[\frac{\Omega_{m,0}}{a(t)^3} + \frac{\Omega_{r,0}}{a(t)^4} + \frac{\Omega_{k,0}}{a(t)^2} \right]. \quad (11)$$

A továbbiakban az egyszerűség kedvéért ezt nevez-

zük Friedmann-egyenletnek. Célszerű bevezetni a Hubble-paramétert:

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}, \quad (12)$$

amelynek mai értékét korábban H_0 -val jelöltük. Ez adott t időpontban megadja a tágulás sebességét. Fizikai jelentését az *Edwin Hubble* által felfedezett

$$v_{\text{galaxis}} = H_0 r_{\text{galaxis}} \quad (13)$$

tágulási törvény mutatja meg. Itt v_{galaxis} a vizsgált galaxis távolodási sebessége, míg r_{galaxis} ezen objektum távolsága. Ez a lineáris összefüggés csak közepes távolságokra igaz, mivel a Hubble-paraméter időfüggő, és a fény véges terjedési sebessége miatt a nagyon távoli galaxisokból meghatározott sebességek már a lineáristól eltérő törvényt mutathatnak. Nagyon kis távolságú galaxisok esetén viszont ismét nem érvényes ez a törvény, mivel itt már a Hubble-tágulással összemérhető ezen objektumok sajátmozgása. Hubble az 1920-as években nem közvetlenül a távolodási sebességeket mérte meg, hanem a galaxisok spektrumának vöröseltolódását. Ez a vöröseltolódás a táguló tér egyik következménye: egy $a(t)$ skálafaktor-nál kisugárzott foton hullámhossza megnő, miközben útja során a metrika megváltozik. Viszonylag egyszerű számítások elvégzése után megkapható [4], hogy

$$z = \frac{a_{\text{most}}}{a_{\text{kisug}}} - 1, \quad (14)$$

ahol z a vöröseltolódás a_{most} a skálafaktor a detektálásakor, és a_{kisug} a skálafaktor a foton kisugárzásakor. A mért vöröseltolódásból – kis sebességek esetén – a távolodási sebesség könnyen számítható:

$$v_{\text{galaxis}} = c z_{\text{galaxis}} \quad (15)$$

Ha ma ismerjük az anyag és a sugárzás energiasűrűségét, valamint a Hubble-állandót, akkor a Friedmann-egyenlet segítségével kiszámíthatjuk, hogy adott skálafaktor mellett mekkora a tágulás sebessége, illetve az egyenletet megoldva megkaphatjuk az adott időponthoz tartozó skálafaktort. Ez az egyenlet egy nemlineáris differenciálegyenlet $a(t)$ -re, amit bizonyos Ω_i értékek mellett analitikusan meg lehet oldani, általános esetben viszont nem. A legegyszerűbb analitikus megoldások esetén valamely Ω_i értéke egységnyi, míg a többi zérus. Az anyagdominált, más néven Einstein–de Sitter (EdS) Univerzum esetén $\Omega_{m,0} = 1$ és a többi Ω -paraméter zérus. Ekkor a megoldás:

$$a(t) = \left(\frac{3}{2} H_0 t\right)^{2/3}. \quad (16)$$

Sugárzásdominált ($\Omega_{r,0} = 1$) esetben:

$$a(t) = (2 H_0 t)^{1/2}. \quad (17)$$

1998 előtt EdS Univerzum modell volt az általánosan elfogadott, mivel a kozmológusok és a csillagászok feltételezték, hogy Univerzumunk sík, tehát $\Omega_k = 0$, továbbá a mérések alapján $\Omega_{r,0} \ll 1$ -nek adódott, és így a (10) egyenlet alapján $\Omega_m \approx 1$ -et kaptak. Ezt szerették volna igazolni a szupernóva-mérésekkel a következő módon: közeli mérésekkel meghatározható a Hubble-állandó, és így a skálafaktor idő szerinti első deriváltja, viszont ha sikerül elég távolra mérni, akkor meghatározható lesz a második derivált is. Az első két deriváltból képezhető a lassulási paraméter:

$$q(t) = -\frac{\ddot{a}(t) a(t)}{\dot{a}(t)^2}. \quad (18)$$

A Friedmann-egyenletet és az állapotegyenletet felhasználva ennek mai értéke

$$q_0 = \frac{1}{2} \sum_i \Omega_{i,0} + \frac{3}{2} \sum_i \omega_i \Omega_{i,0}. \quad (19)$$

Sugárzás által dominált esetben $q_0 = 1$ -nek, míg EdS Univerzumra $q_0 = 1/2$ -nek adódik. Ha csak sugárzás és nem relativisztikus anyag tölti ki az Univerzumunkat, továbbá $\Omega_k = 0$, akkor a lassulási paraméter értéke valahol ezen két szám között várható. A mérések viszont teljesen más értéket mutattak.

A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás

Mielőtt bemutatnánk a lassulási paramétert meghatározó méréseket, röviden ismertetjük a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzást és jelentőségét.

Termodinamikai megfontolásokból könnyen belátható, hogy az Univerzumot kitöltő fotongáz hőmérséklete fordítottan arányos a skálafaktorral:

$$T_\gamma(t) \sim \frac{1}{a(t)}. \quad (20)$$

Ha monoton táguló Univerzumot feltételezünk, akkor ebből egyértelműen következik, hogy hőmérséklete időben csökken. A korai időkben az Univerzum olyan forró volt, hogy nem létezhetek atomok, csak proton-elektron (és más elemi részecskékből álló) plazma. Ebben folyamatosan szóródtak a fotonok, az Univerzum „átlátszatlan” volt. A tágulás következtében e plazma hőmérséklete folyamatosan csökkent, és amikor elérte a $T_{rec} \approx 3000$ K-t, ki tudtak alakulni a semleges atomok. Ezt a folyamatot nevezzük rekombinációnak. Ezeken már nem szóródtak a fotonok, és így „átlátszóvá” vált az Univerzum. Ez a sugárzás a mai napig jelen van, viszont a nagy kozmológiai vöröseltolódás ($z_{rec} \approx 1100$) miatt ma már $T_{CMB} \approx 2,7$ K hőmérsékletűnek detektáljuk. *George Gamow* már 1948-ban megjósolta ezt, az Univerzumot kitöltő mikrohullámú háttérsugárzást, majd 1964-ben *Arno Penzias* és *Robert Wilson* kísérletileg is kimutatták.

A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás nem teljesen azonos hőmérsékletű minden irányban: kis,

$\Delta T/T \approx 10^{-5}$ nagyságrendű fluktuációk jellemzik. Ezeket határozta meg a COBE műhold 1989 és 1996 között, majd később a méréseket pontosította a WMAP (2001–2010) és a Planck (2009–2013) űrszonda. Ezekből a hőmérsékleti ingadozásokból rekonstruálható, hogy a rekombináció pillanatában milyen hanghullámok haladtak a plazmában. Ezek a hullámok érzékenyek bizonyos a kozmológiai paraméterekre (például az anyagsűrűsége és a tágulás sebességére), így ezek a mikrohullámú háttérsugárzásból meghatározhatók. A mi szempontunkból a legfontosabb eredmény, hogy mérési hibán belül az Univerzum sík, tehát $k = 0$ és így $\Omega_k = 0$.

Az SNIa mérések

Ahhoz, hogy meg lehessen határozni, vajon az Univerzum tágulása mennyire lassul, igen távoli objektumok vöröseltolódását és távolságát kell meghatározni. Halvány objektumok esetén a vöröseltolódás meghatározása spektroszkópiával időigényes ugyan, de koncepcionálisan egyszerű. A távolság meghatározása viszont már nehéz feladat. Ha ismernénk olyan objektumokat, amelyek abszolút fényessége mindenhol ugyanakkora és tudott, akkor távolságuk a látszólagos fényességéből egyértelműen meghatározható. Ilyen objektumokat nem ismerünk, viszont szerencsére léteznek olyanok, amelyek megfelelő kalibrációval ilyenre tehetők: az Ia típusú szupernóvák (SNIa). Ezek akkor keletkeznek, ha egy fehér törpecsillag kísérőcsillagáról anyag áramlik a törpe felszínére. Asztrofizikai számítások alapján ezek mindig akkor robbannak fel, ha tömegük eléri a Chandrasekhar-határt ($M_{cb} = 1,44 M_\odot$). A robbanások fényessége minden esetben más, viszont az abszolút fényesség és a fényességgörbe lefutási ideje között egyértelmű kapcsolat van. Tehát egy ilyen szupernóva fényességgörbéjét megmérve, meg lehet határozni abszolút fényességet, és az így mért fényességéből a távolságát.

A mért luminozitásból meghatározott luminozitástávolság az adott kozmológiai modellből számítható [4]:

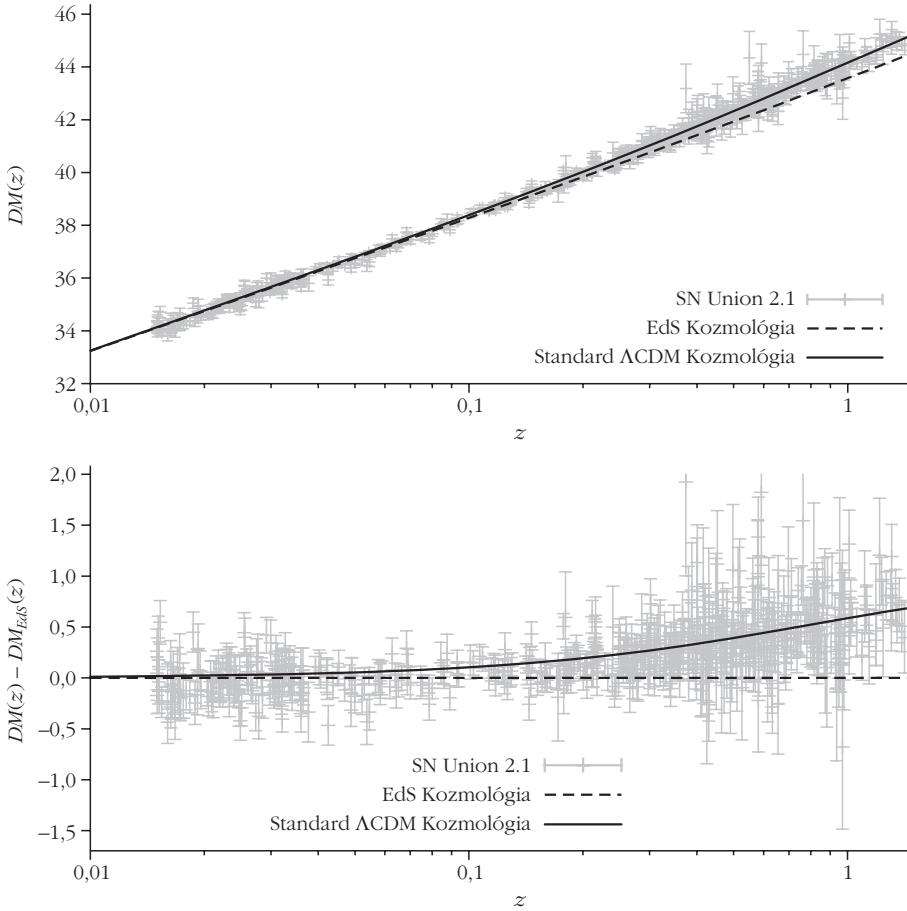
$$D_L(z) = c(1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}. \quad (21)$$

A távolságmodulus számítható mind a mérésekből, mind kozmológiából:

$$DM(z) = 5 \log_{10} \left(\frac{D_L(z)}{10 \text{ pc}} \right), \quad (22)$$

Így a mérések összehasonlíthatók lesznek a kozmológiai modellekkel. Természetesen 1998 után sem hagyták abba a szupernóvák megfigyelését. A 2. ábrán feltüntettük a Supernova Cosmology Project által eddig publikussá tett mért szupernóva-adatsort, és az EdS modell által jósolt távolságmodulus-görbét.

Látható, hogy nagy vöröseltolódásokra a szupernóva-adatok jelentősen eltérnek az EdS modell által jó-



2. ábra. A Supernova Cosmology Project által közzétett Union 2.1 adatsor, az EdS és a Λ CDM kozmológiából számított távolságmodulusok. Az alsó ábrán látható a mérések és a standard kozmológiai modell eltérése az EdS modelltől. (<http://supernova.lbl.gov/union>)

solt DM értékektől. A mérésekből a lassulási paraméter értékét lehet számítani, és ez negatívnak adódik, tehát Univerzumunk jelenleg gyorsulva tágul. Ha meg is engednék, hogy Ω_k tetszőleges értéket vegyen fel, akkor is – legjobb esetben – csak zérus lassulási paramétert kaphatnánk, viszont ez ellentétben lenne a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzásból meghatározott $\Omega_k \approx 0$ -val. Ezt a felfedezést 2011-ben Nobel-díjjal jutalmazták. Tehát az 1990-es évek végén felmerült a következő kérdés: hogyan lehetne megmagyarázni az Univerzum gyorsuló tágulását?

A kozmológiai állandó

Hubble mérései előtt az akkor általánosan elfogadott kozmológiai elmélet kimondta, hogy az Univerzum statikus. Viszont az Einstein-egyenleteknek csak üres Univerzum esetén létezik statikus megoldása. Hogy az anyagot tartalmazó Univerzum is megfelelően e modellnek, Einstein 1917-ben egy új tagot, a kozmológiai állandót (Λ) vezette be egyenleteibe. Az egyenletek az új taggal a következően néznek ki:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (23)$$

E tag hatása kis távolságokon nagyon kicsi volt, így meg tudott felelni az akkori méréseknek, nagy távolságok esetén viszont jelentős taszítást, „antigravitációt” fejtett ki. Ezt az állandót megfelelő nagyságúra állítva ez a taszítás éppen kiegyenlítheti a gravitáció vonzását, és így statikus megoldásokat kaphatunk. E módszerrel több probléma is volt. Az így kapott megoldások instabilak voltak, ha csak egy kicsit is más volt az anyagsűrűség, vagy a kozmológiai állandó értéke, mint az ideális, a vizsgált Univerzum összeesni vagy gyorsulva tágulni kezdett. Miután Edwin Hubble felfedezte az Univerzum akkor még egyenesnek mért tágulását, amelyet az egyenletek is szépen leírtak, a kozmológiai állandó elvesztette szerepét, és Einstein „élete legnagyobb tévedésének” nevezte.

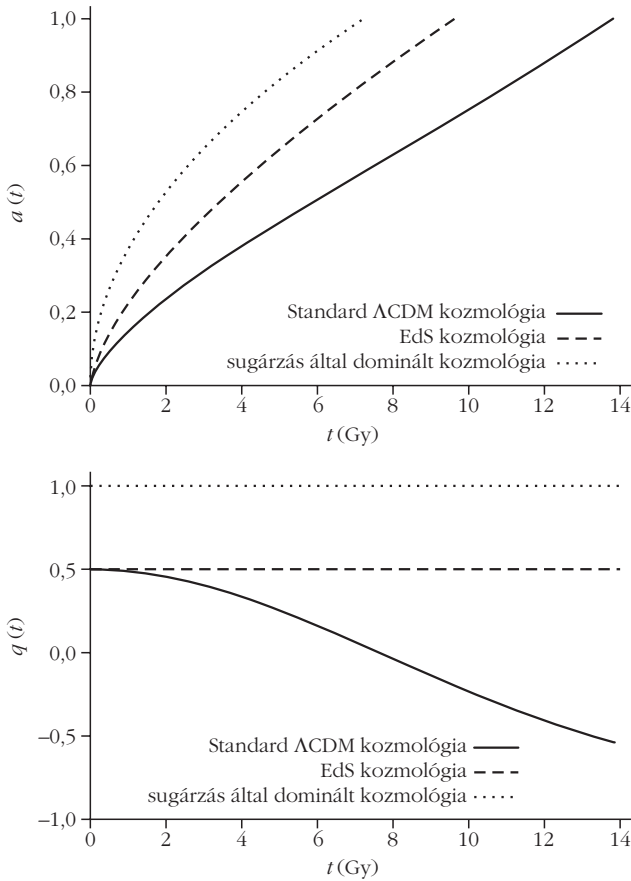
A szupernóva-mérések után ismét előkerült a kozmológiai állandó, mint lehetséges magyarázat: a konstans által kifejtett taszítás egy táguló Univerzumban idővel gyorsíthatja a tágulás sebességét, és így magyarázatot adhat a gyorsuló tágulásra. A (23) egyenletből Λ -val is megkaphatjuk a Friedmann-egyenletet:

$$\left[\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right]^2 = H_0^2 \left[\frac{\Omega_{m,0}}{a(t)^3} + \frac{\Omega_{r,0}}{a(t)^4} + \frac{\Omega_{k,0}}{a(t)^2} + \Omega_\Lambda \right], \quad (24)$$

ahol

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3 H_0^2}. \quad (25)$$

A fenti Friedmann-egyenletet megoldva látható, hogy valóban gyorsuló tágulást okozhat a kozmológiai állandó. Ez az ötlet olyannyira bevált, hogy már része a mai kozmológiai állandót (Λ) és a hideg, sötét anyag (CDM) tartalmazó standard kozmológiai modellnek, a Λ CDM-nek. A modell paramétereit a különböző mérésekre illesztve azt kapjuk, hogy $\Omega_m = 0,3089 \pm 0,0062$, $\Omega_\Lambda = 0,6911 \pm 0,0062$, $\Omega_k = 0,0008 \pm 0,004$, vagyis Univerzumunk energiasűrűségének 31%-a nem relativisztikus anyagból áll, és 69% pedig kozmológiai állandó. Ezekkel a paraméterekkel a Friedmann-egyenlet numerikusan egyszerűen megoldható. A kapott megoldás látható a 3. ábrán, feltüntetve az EdS és a



3. ábra. Az eddig tárgyalt három kozmológiai modell által meghatározott skálafaktor (felül) és lassulási paraméter (alul) időfüggése $H_0 = 67,74$ km/s/Mpc esetén. Az időegységek milliárd évben (Gy) vannak megadva. Az EdS és a sugárzás által dominált Univerzumokban a lassulási paraméter értéke pozitív és állandó. A Λ CDM modellben ez időfüggő, és az ősröbbanástól számított $\sim 7,6$ milliárd év után már negatív értéket vesz fel.

sugárzás által dominált megoldást is. A modell alapján számított távolságmodulust is feltüntettük a 2. ábrán. A Λ CDM modell láthatóan jól egyezik a szupernóva-mérésekkel.

Sötét energia

Ha a (23) Einstein-egyenletekben a jobb oldalra átvisszük a kozmológiai állandóhoz tartozó tagot, akkor azt tekinthetjük egy, eddig ismeretlen anyagnak. A hozzá tartozó energia-impulzus tenzor:

$$T_{\mu\nu|\Lambda} = -\frac{c^4}{8\pi G} g_{\mu\nu} \Lambda. \quad (26)$$

Ebből már könnyen látható, hogy a Λ -hoz energiasűrűség és nyomást rendelhetünk:

$$\rho_\Lambda = \frac{c^2}{8\pi G} \Lambda, \quad (27)$$

$$p_\Lambda = -\frac{c^4}{8\pi G} \Lambda. \quad (28)$$

Tehát a kozmológiai állandóhoz tartozó anyagot leíró állapotegyenletben $\omega_\Lambda = -1$ lesz. Ez azt jelenti, hogy a pozitív energiasűrűséghez az állapotegyenlet negatív nyomást rendel. Az ilyen tulajdonságú, azaz $\omega_{DE} < 0$ anyagot sötét energiának (DE) nevezzük. Ha ilyen tulajdonságú anyag van jelen az Univerzumban, az gyorsuló tágulást tud okozni. Ha $\omega_{DE} = -1$ akkor ez az anyag nem különböztethető meg a kozmológiai állandótól, viszont ha más ω_{DE} értéke, akkor a Λ -tól különböző gyorsulást tud okozni, és egy megfelelő ω_{DE} választással az elmélet talán még jobban illeszkedhet a mérésekhez.

A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzást vizsgáló Planck űrszonda és az SNIa mérések alapján a ω_{DE} értéke mérési hibán belül -1 ($\omega_{DE} = -1,006 \pm 0,045$), tehát az eddig elért mérési pontossággal nem különböztethető meg a kozmológiai állandó és a sötét energia.

Alternatív kozmológiai modellek

Módosított gravitációs elméletek

A kozmológiai állandó bevezetése egy módosított gravitációs elméletnek tekinthető, viszont kérdéses, hogy mennyire fizikai egy plusz tag bevezetése az Einstein-egyenletekbe. A sötét energia fő problémája az, hogy egy olyan, az Univerzumot kitöltő anyagot feltételez, amelynek nyomása negatív. Ilyen anyagot még sehol sem láttunk, így néhány fizikus felvetette, hogy ilyen anyag nem is létezik, hanem a gravitációs elmélet nagy skálákon hibás. Einsteinhez hasonlóan módosítani kezdték az általános relativitáselméletet úgy, hogy a mérési tapasztalatokat kis skálákon visszaadja, viszont az egész Univerzumra alkalmazva, a modellek – kozmológiai állandó és sötét energia nélkül – később gyorsuló tágulást mutassanak.

A legegyszerűbb ilyen modellek az úgynevezett $f(R)$ modellek, ezek lényege, hogy az Einstein-egyenletek származtatásánál a hatásban a Ricci-skalárt (R) annak valamilyen $f(R)$ előre meghatározott függvényére cserélik:

$$S = \frac{c^4}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} f(R) + \int d^4x \mathfrak{L}_M(g_{\mu\nu}, \Psi_M), \quad (29)$$

ahol g a metrikus tenzor determinánsa, továbbá \mathfrak{L}_M az anyaghoz tartozó Lagrange-sűrűség, ami a metrika és a Ψ_M anyagmező függvénye. Az így kapott téregyenletek a következően néznek ki:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(R)}{\partial R} R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \frac{\partial f(R)}{\partial R} g_{\mu\nu} - \\ - \nabla_\mu \nabla_\nu \frac{\partial f(R)}{\partial R} + \\ + g_{\mu\nu} \square \frac{\partial f(R)}{\partial R} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (30)$$

Ezen egyenletek megoldása még az Einstein-egyenleteknél is nehezebb. Hogy legegyszerűbben visszakap-

jük az általános relativitáselmélet kis skálás viselkedését, célszerű a

$$f(R) = R + g(R) \quad (31)$$

választás. Megfelelő $g(R)$ függvény használatával elérhető a gyorsuló tágulás, és a kozmológiai mérések alapján e függvény paraméterei meghatározhatók.

Inhomogén kozmológiai modellek

Egy másik lehetséges magyarázat a szupernóva-mérések eredményeire, hogy valójában nincs gyorsuló tágulás, hanem mi egy kitüntetett helyről figyeljük meg az Univerzumot. Ezzel természetesen elvetjük a kozmológiai elvet, és ebben az esetben nem ugyanazt látja minden megfigyelő. Az inhomogén kozmológiai modellek lényege, hogy egy olyan pontjáról vizsgáljuk az Univerzumot, ahol az anyag sűrűsége kisebb, mint az átlagsűrűség. Úgy is fogalmazhatunk, hogy egy kozmikus üreg belsejéből végezzük a méréseket. Egy ilyen pontból vizsgálódva hasonló távolságmodulusokat kaphatunk gyorsuló tágulás nélkül, mint amit a szupernóva-mérések mutatnak. Egy ilyen geometriájú rendszerben – feltéve, hogy az üreg gömbszimmetrikus – a távolságokat a Lemaitre–Tolman–Bondi (LTB) metrika írja le:

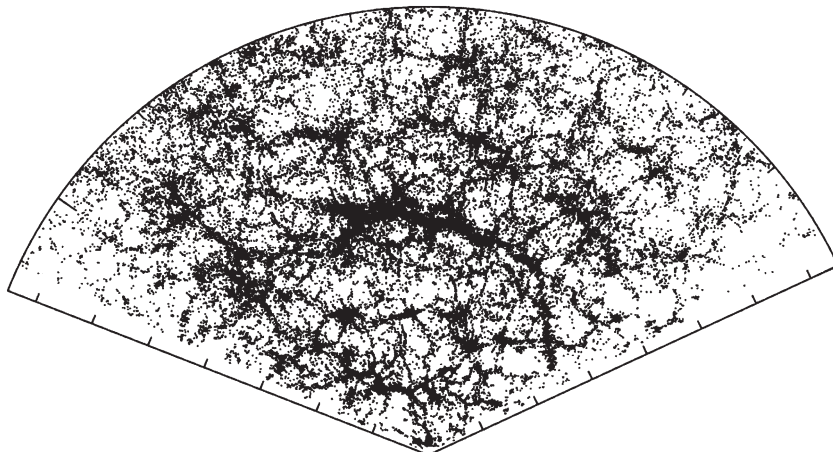
$$ds^2 = c^2 dt^2 - B^2(r, t) - A^2(r, t) (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (32)$$

ahol

$$B^2(r, t) = \frac{\left(\frac{\partial A}{\partial r}\right)^2}{1 - k(r)}. \quad (33)$$

A $k(r)$ mennyiség a görbületi paraméter, míg $A(r, t)$ az LTB metrika skálafaktora. Ezzel a metrikával felírhatók és megoldhatók az Einstein-egyenletek. A megfigyelésekkel egyező eredményeket akkor kapunk, ha az üreg

4. ábra. A Sloan Digital Sky Survey (SDSS) által meghatározott égtérkép. Az ábra az éggömb egy vékony szeletében mutatja a galaxisok térbeli eloszlását 460 Mpc távolságig. Az eloszlás láthatóan nem homogén: a galaxisok klaszterekbe és szálakba rendeződnek, nagy üregeket létrehozva. (<https://www.sdss3.org/future/sdss4.pdf>)



relatív sűrűsége $\delta\rho/\rho \approx -0,4$, mérete $\sim 160\text{-}250$ Mpc/h, és középpontja környezetéből ($\sim 10\%$ pontossággal) figyeljük meg a szupernóvákat. Ez a legegyszerűbb inhomogén modell, viszont messze nem illeszkedik olyan jól a mérésekhez, mint a Λ CDM modell.

Léteznek pontosabb inhomogén modellek is, például a Szekeres-modell, amiben már nincs gömbszimmetria. Ezekkel már kielégítő pontossággal magyarázhatók a szupernóva-mérések.

Kozmológiai visszahatás (*backreaction*)

Az utolsó, itt tárgyalt alternatív kozmológiai modell a kozmológiai visszahatás. Ez is tekinthető egy inhomogén kozmológiai modellnek, viszont lényegesen különbözik a LTB- vagy a Szekeres-modelltől. A kozmológiai elv annyit mond, hogy *kellően nagy skálákon* az Univerzum homogén és izotróp, viszont a Friedmann-egyenlet levezetésénél már egzakt homogenitással és izotrópiával számoltunk. Tudjuk, hogy Univerzumunk kis skálákon (~ 300 Mpc alatt) inhomogén, a galaxisok klaszterekbe és szálakba rendeződnek, és a térfogat nagy részét kozmikus üregek töltik ki. Ezeket a struktúrákat – a kezdeti kis sűrűségfluktuációkból – a gravitáció alakította ki. A visszahatás-modellek alapfelfogása, hogy a kialakuló struktúrák visszahatnak a tágulás sebességére, és – a klaszterekbe történő anyagáramlás miatt – a csökkenő sűrűségű üregek gyorsuló tágulást okoznak.

Egy ilyen esetben az Einstein-egyenleteket reménytelen megoldani, és így nincs más választás, mint közelítéseket alkalmazni. Két alapvető típusú módszert sikerült kidolgozni, de még ezek esetén is olyan nehéz az egyenletek megoldása, hogy kevés, a mérésekkel összehasonlítható eredmény született. Mind-egyik módszer lényege az a felismerés, hogy az Einstein-egyenletek nemlinearitása miatt a térbeli átlagolás és az időbeli léptetés operátora nem kommutál, tehát a két művelet nem felcserélhető.

A standard FLRW átlagolás esetén először a sűrűséget átlagolják ki a térben, majd megoldják a homogén

Friedmann-egyenletet. Ezzel viszont megsértjük az általános relativitáselmélet egyik alapfeltevését: a kialakuló struktúrák, legyenek bármekkora, nem tudnak visszahatni a metrikára. Ezt a hibát próbálják kijavítani az első típusú módszerek: olyan új átlagolási módszert alkalmaznak, amely érzékeny a sűrűség és sebességmező inhomogenitásaira, majd az átlagolás után megoldják az átlagos tágulást leíró egyenleteket. *Roustam M. Zalaletdinov* már 1992-ben, még a gyorsuló tágulás felfedezése előtt javasolt egy ilyen átlagolási módszert.

A második módszer, a „mikroszkopikus” megközelítés. Itt kis térfogatcellákban kell megoldani az Einstein-egyenletekből származtatott

tágulási egyenleteket, majd a kapott tágulásokat az általános relativitáselmélettel kompatibilis módon kiátlagolni a teljes Univerzumra.

Mivel még kevés, a mérésekkel összehasonlítható kozmológiai visszahatás-eredmény született, ezért még vita tárgyát képezi, hogy mekkora ez az effektus. *Stephen R. Green* és *Robert M. Wald* szerint ez az effektus olyan kicsi, hogy nem lehet a Λ CDM modell alternatívája, míg más fizikusok szerint, élen *Tomas Buchert*-rel és társaival, a kozmológiai backreaction teljesen megmagyarázhatja a gyorsuló tágulást pusztán azzal, hogy jobb közelítésben oldja az Einstein-egyenleteket, mint a standard modellben használt módszer.

Összefoglalás

Az 1998-ban felfedezett, majd 2011-ben Nobel-díjjal jutalmazott felismerés, hogy Univerzumunk gyorsulva tágul, új korszakot nyitott a kozmológiában. Rengeteg új elmélet született, hogy megmagyarázza e jelenséget. A fizikusok többsége által elfogadott standard

kozmológiai modell ezt a tágulást a kozmológiai állandóval, illetve a sötét energiával magyarázza, viszont több kozmológus gondolja úgy, hogy a kozmológiai állandó csak egy effektív korrekció, amivel megmagyarázhatók a mérések, de valódi fizikai alapja nincs. A kérdést a jövő mérései fogják eldönteni: nem pontosan ugyanolyan tágulást jósolnak a különböző modellek, és megfelelő mérési pontosság mellett megkülönböztethetők lesznek. Ezen mérésekre egy hangsúlyos példa lehet a bevezetőben említett új eredmény, amely feszültséget mutat ki a lokális Univerzumban cefeidákkal mért és a korai Univerzum mikrohullámú háttérsugárzásából levezetett Hubble-állandó értékek között, feszegetve a kozmológiai standard modell érvényességének határait.

Irodalom

1. <http://supernova.lbl.gov>
2. <https://www.cfa.harvard.edu/supernova/public.html>
3. Hráskó Péter: *Relativitáselmélet*. TYPOTEX, Budapest, 2012.
4. Frei Zsolt, Patkós András: *Inflációs Kozmológia*. TYPOTEX, Budapest, 2005.
5. <http://arxiv.org/abs/1604.01424>

AZ ÖTÖDIK KÖLCSÖNHATÁS NYOMÁBAN

Krasznahorkay Attila
MTA Atomki, Debrecen

Valami nagyon különleges dolgot fedeztek fel Debrecenben, a Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetében: a természet ötödik alapvető kölcsönhatását – jelentette be a *Nature* folyóirat május 25-én megjelent cikke [1].

A *Physical Review Letters*-ben publikált kísérleti eredményünk [2] felkeltette a fizikusok nemzetközi közösségének figyelmét, az elméleti és a kísérleti szakembereket egyaránt. Lehetséges, hogy nem a tervezett sötét fotont sikerült kimutatnunk, hanem a gravitáció, az elektromágneses, az erős és a gyenge kölcsönhatások után a természet ötödik alapvető kölcsönhatását? A bejelentésre felbolydult a fizikusközösség, és világszerte független méréseket fognak végezni nagyhírű laboratóriumok, hogy a debreceni MTA Atomki megfigyeléseit megerősítsék vagy megcáfolják.

E cikkben a Debrecenben végzett kísérletek motivációjáról, a kísérleti eredményeinkről, és azok lehetséges értelmezéséről számolok be.



Krasznahorkay Attila fizikus, az MTA doktora, az MTA Atomki osztályvezetője, a Szege-di Egyetem címzetes egyetemi tanára. 197 publikáció szerzője. Eredményei jelentősek az atommaghasadás és az azt megelőző, erősen deformált állapotok vizsgálatában, az atommagok neutronbőr-vastagságának pontos mérésében, a neutrongazdag maganyag állapotegyenletének pontosításában és az alapvető kölcsönhatások vizsgálatában. Hat éven át képviselte hazánkat az Európai Magfizikai Koordinációs Bizottságban.

A kísérletek motivációja: a sötét anyag és a sötét foton

A csillagászok az Univerzumban megfigyelhető anyag mennyiségét a fénykibocsátása – elektromágneses sugárzása – alapján állapítják meg. A galaxisokban keringő csillagok sebességének értelmezéséhez azonban ennél sokkal több anyag feltételezésére volt szükség, olyanra, ami nem bocsát ki fényt. Ez az ismeretlen anyag a „sötét anyag” elnevezést kapta, és csak a tömegeket vonzó hatását észleljük [3, 4].

A tőlünk igen nagy távolságra lévő csillagrendszer sebessége meghaladja az Ósrobbanás elmélete által várható értékeket, és az eltérés annál nagyobb, minél távolabb tekintünk. A jelenség értelmezésére vezették be a „sötét energiát”, amely „gravitációs tasztítása” révén növelheti a csillagok sebességét [5].

Jelenlegi becsléseink szerint a sötét anyagnak és a sötét energiának tulajdonítható a Világegyetem tömegének 95%-a. Mibenlétükről jelenleg szinte semmit sem tudunk. A Földön eddig végzett kísérleteink csak a látható anyagra korlátozódtak, és ez a Világegyetem tömegének mindössze 5%-át teszi ki.

Miféle részecskék alkotják a sötét anyagot? Van-e valamilyen kapcsolat a látható világunk és a „sötét világ” között? Ezen kérdések megválaszolása jelenleg egyre több fizikust foglalkoztat. A sötét anyag

A munka az OTKA K106035 támogatásával készült.

fizikájának megértése napjainkra a fizika egyik leg-
égetőbb problémájává vált. Az Elsevier kiadó folyóirat-
ot is indított *A sötét Univerzum fizikája* címmel,
amely mára már az egyik legtöbbet hivatkozott fizikai
folyóirattá vált. A kutatások egyik iránya a könnyű
részecskékből álló sötét anyag keresése. Számos
gyorsítónál folynak már ilyen kísérletek. Mi is ilyen
kutatásba kapcsolódtunk be. Egy új, kis tömegű, úgy-
nevezett „sötét foton” hatásait kutatjuk nagyenergiás
atommagállapotok bomlásának vizsgálatával. A sötét
foton egy ugyanolyan szimmetriával rendelkező ré-
szecske, mint a foton. Annak pontos analógiájára ve-
zették be, és a sötét anyag részecskéi között közvetí-
tené a kölcsönhatást, ahhoz hasonlóan, ahogy a foton
közvetíti az elektromágneses kölcsönhatást. Ez a
bozon lenne hivatott megteremteni a kapcsolatot a
látható világnak és a sötét anyag között, úgy, hogy
nagyon gyengén ugyan, de kölcsönhatásban állna,
mind a látható, mind a sötét anyaggal.

Elméleti előrejelzések a részecske tömegére

Jelenleg már nagy mennyiségű elméleti előrejelzés áll
rendelkezésünkre a részecskéről. A részecske töme-
gét azonban ezek csak gyengén korlátozzák, ezért a
kísérleti vizsgálatokat egy nagyon széles energiatar-
ományban, 10 MeV-től 1 GeV-ig kezdték el. Tűt kere-
sünk a szénakazalban? Igaz, hogy már az energiatar-
omány jelentős részét ki is zárták, de még mindig sok
kísérletet terveznek a világ nagy laboratóriumaiban a
lehetséges részecske kimutatására [4]. Lehetséges-e,
hogy a fenti kapcsolatot megteremtő részecske töme-
ge elegendően kicsi ahhoz, hogy atommag-átmenet-
ekben is előállíthassuk? Jelenleg ezt a lehetőséget
sem kísérleti adatok, sem elméleti becslések nem zár-
ják ki, sőt inkább támogatják. Ez volt az indítéka,
hogy a debreceni Atomkiban kutatási programot indí-
tottunk a fenti részecske keresésére.

Egy kis laboratóriumban, néhány elszánt kollégá-
val, szűkös anyagi körülmények között tudunk-e
meggyőző kísérleti adatokat szerezni e részecskére?
Ez igen nagy kihívást jelentett számunkra. A külföl-
dön végzett kísérletekben emberek ezrei vesznek
részt, és csúcstechnológiával készített berendezéseket
használnak, nem pedig általuk készített eszközöket.
Csak szemléltetésképpen: gyorsítónk és detektorunk
csak 1:100 méretarányos makettje lehetne a CERN-
ben lévő eszközökének. Dávid és Góliát. Mégis el-
kezdtük a kísérleteket, és joggal bizakodhatunk ab-
ban, hogy az erőfeszítéseinket siker koronázza.

Az új részecske keresése

Kísérletünk alapelve valójában egyszerű. Az elméleti
előrejelzések szerinti részecske nagyon rövid idő alatt
elektron-pozitron párra (e^-e^+) bomlik. Kísérleteink
célja a feltételezett, nagy sebességgel mozgó részecs-
ke e^-e^+ bomlásának megfigyelése volt. Egy kis töme-

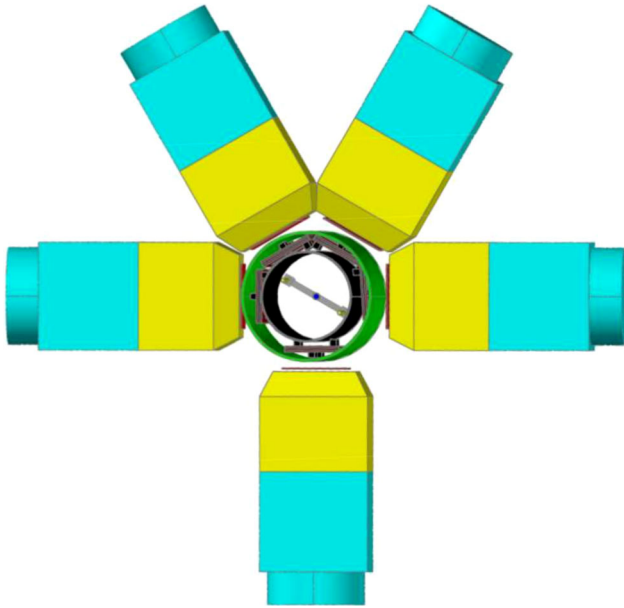
gű, semleges, rövid élettartamú részecske elektron-
pozitron párra történő bomlását vizsgáljuk nagyener-
giás atommagátmenetben [2]. Nyugvó részecske ese-
tén – az energia és az impulzus megmaradása miatt –
az elbomló részecskéből keletkező e^- (elektron) és e^+
(pozitron) pontosan egymással ellentétes irányban
fog kirepülni. Viszont, ha az elbomló részecske mo-
zog, akkor a sebességek összeadásának megfelelően
a kilépő részecskék közötti szög is megváltozik. Minél
nagyobb sebességgel mozog a bomló részecske, a
keletkező e^-e^+ pár tagjai annál kisebb egymáshoz
képesti szögben fognak mozogni. Így az e^- és e^+ moz-
gásirányai által bezárt szögben (a szögkorrelációjuk-
ban) egy adott szögnél éles maximum várható. Ez
alapján, ha a részecske jól meghatározott energiájú
magátmenetben keletkezett, akkor tömege egyértel-
mően meghatározható.

A magállapotok gerjesztésére gyorsítóval létrehoz-
ható magreakciókat használtunk. Kísérletünkben a ${}^7\text{Li}$
céltárgyon protonbefogással a ${}^8\text{Be}$ atommag magasan
fekvő energiaszintjeit gerjesztettük. Különben éppen
ez volt az első, gyorsított protonokkal megfigyelt
magreakció, még 1930-ban. Akkor a ${}^8\text{Be}$ atommag két
 α -részecskére történő szétesését figyelték meg. Az
Atomkiban a protonokat egy házi készítésű Van de
Graaff gyorsítóval állítottuk elő. Az e^-e^+ pár szögkor-
relációjának mérésére pedig egy olyan új, nagy hatás-
fokú, jó szögfelbontású detektorrendszert építettünk,
amelyet korábban még senki sem használt. Az álta-
lunk megfigyelt részecske keletkezésének valószínű-
sége körülbelül 10 milliárdszor (10^{10}) kisebb, mint az
 α -részecskék keletkezésének valószínűsége. A ${}^8\text{Be}$
10 000 α -részecskére való bomlására után csupán
egyetlen elektromágneses átmenet (γ -sugárzás) törté-
nik, és egymillió elektromágneses átmenetre csupán
egyetlen új részecske elektron-pozitron bomlása jut.
Az új részecske kimutatását tovább nehezíti, hogy
nagyenergiás elektromágneses átmenetekben – a
kvantum-elektrodinamika értelmében – az atommag-
ban is keletkezhetnek e^-e^+ párok. Ezek méréseinkhez
jelentős háttérrel adnak, mivel a fenti belső párkeltés-
nek nevezett folyamat valószínűsége a γ -átmenet va-
lószerűségének körülbelül 1 ezred része. Az így kelet-
kező e^-e^+ párok szögkorrelációja azonban pontosan
ismert, és a két részecske által bezárt szög függvényé-
ben jó közelítéssel exponenciálisan csökken.

Mivel azonban az új részecske bomlásakor keletke-
ző e^-e^+ párok szögkorrelációjában egy éles csúcstól
várunk, annak jól felismerhetően ki kell emelkednie a
fenti, monoton csökkenő háttérből.

Az e^-e^+ szögkorreláció mérése

A fenti nagyon ritka események detektálására az
elektront és a pozitront egy időben észlelő, úgyneve-
zett e^-e^+ koincidencia-spektrométert építettünk az
Atomkiban. A detektorok és spektrométerek építé-
sének itt már nagy hagyományai vannak. Elektron-
spektrométerek építésében az intézet különösen je-
lentős nemzetközi elismertségnek örvend.



1. *ábra.* Az e^-e^+ pár spektrométer sematikus rajza. A protonnyaláb az ábrára merőlegesen érkezik, és hozza létre a magreakciókat az ábra közepén elhelyezkedő céltárgyban, amit apró folt jelöl. A céltárgyat vékony Al-fóliára párologtattuk, amit plexirudak között feszítettünk ki. A vákuumot lezáró szénszálcsövet fekete kör jelöli, e köré helyeztük el az MWPC detektorokat. Tovább haladva kifelé, a detektorok gázterét egy vékony falú műanyag cső zárja le. Erre néznek az 1 mm vastag ΔE detektorok, majd utána az E detektorok, végül a hozzájuk tartozó fényvezetők.

A jelen vizsgálatainkhoz olyan nagyenergiás, 18 MeV-es e^-e^+ párokat nagy hatásfokkal detektáló spektrométerre volt szükség, amellyel a párok relatív szöge is néhány fok pontossággal meghatározható. A spektrométer tervezésében és építésében jelentős segítséget kaptunk nemcsak az intézet tagjaitól, hanem holland és német kollégáinktól is.

A spektrométer 5 darab sokszálas proporcionális számlálóból (MWPC), valamint vékony (ΔE) és vastag (E), úgynevezett plasztik szcintillációs detektorokból áll. A gáztöltésű proporcionális számlálók a detektálható e^- és e^+ becsapódási helyének meghatározására, a vékony és vastag szcintillátorok pedig a részecskék azonosítására és energiájuk meghatározására szolgálnak. A spektrométer sematikus ábráját és fényképét az 1. és 2. *ábrákon* láthatjuk.

A spektrométer hasonló a mások által korábban épített berendezéshez, de mi jóval nagyobb méretű detektorokat használunk, azokat olyan közel helyezve a céltárgyhoz, amennyire csak lehet, és a pontos szögmérést MWPC detektorokkal végezzük, nem csupán szcintillátorokkal. Ilyen módon a spektrométer hatásfokát körülbelül ezerszeresére sikerült növelnünk. Ezeket a detektorokat a nyalábirányra merőlegesen 0° , 60° , 120° , 180° és 270° -os szögekben helyeztük el. Ezeket a szögeket úgy választottuk ki, hogy a spektrométer hatásfoka az e^-e^+ párkorrelációs szög függvényében körülbelül egyenletes legyen.

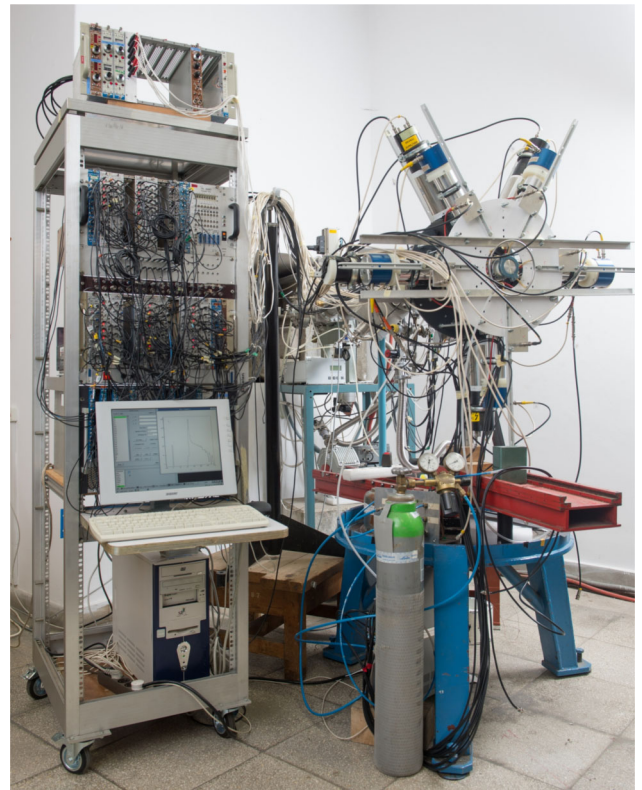
A 3. *ábrán* az e^-e^+ párok összenergia-spektrumát mutatom be (a), amit a ^8Be 17,6 MeV-es gerjesztett állapotának bomlása után mértünk. Ez az állapot rezo-

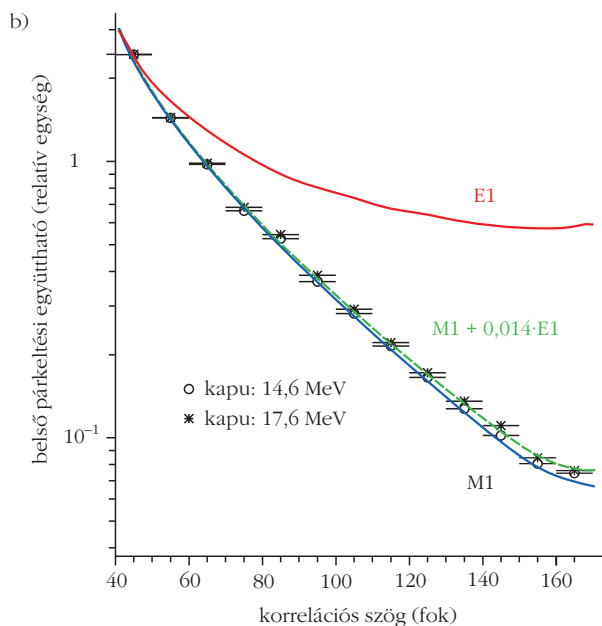
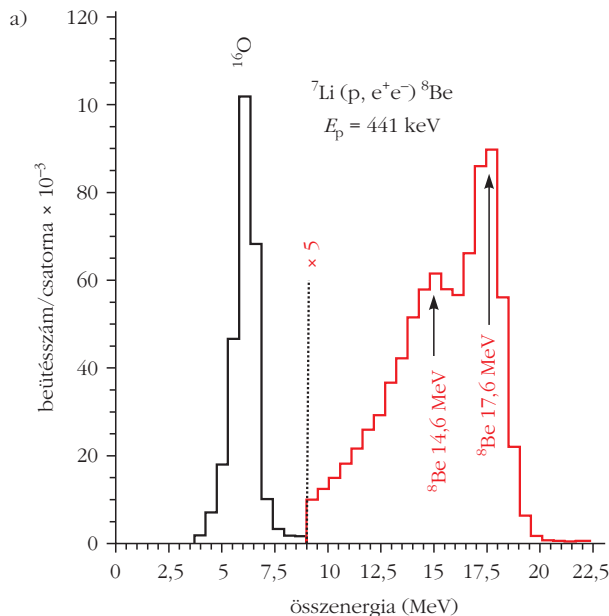
nanciaszerűen gerjeszthető a bombázó protonok energiájának függvényében. A rezonancia energiája $E_p = 441$ keV, szélessége pedig 10,7 keV. A spektrumban látható 17,6 MeV-es átmenet a ^8Be alapállapotára, míg a 14,6 MeV-es a nagyon rövid élettartamú, két α -részecskére bomló, és ezért igen széles, első gerjesztett állapotára megy. A spektrum elején látható intenzív ^{16}O vonal a $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ magreakcióval gerjesztődik az általunk használt LiF céltárgyban. Az ábra alsó részében (b) a 17,6 MeV-es és a 14,6 MeV-es átmenetek szögkorrelációját tüntettem fel. Az M1-gyel és E1-gyel jelölt kihúzott görbék a mágneses, illetve elektromos dipólus-átmeneteket feltételezve végzett szimulációk eredményei.

A szimuláció a mérés során történtek Monte-Carlo módszerrel való számítógépes lejátszása. Ezt a CERN-ben kifejlesztett GEANT programmal végeztük. A spektrométer minden részét, a céltárgy környezetében az utolsó csavarig, gondosan beépítettük a szimulációba, hogy megkaphassuk a spektrométer választ mind az e^-e^+ párokra, mind az intenzív γ -sugárzásokra. A belső párkeltési folyamat mellett a γ -sugárzások okozta háttérrel, a külső párkeltést és az e^- , illetve e^+ sokszoros szóródásokat is figyelembe vettük, hogy minél pontosabban megértsük a detektorok és a spektrométer válaszfüggvényeit.

Amint az a 3. *ábrán* látható, a korábbi mérési eredményekkel összhangban, 110° felett csak egy kicsi eltérést kaptunk a kísérleti értékek és az M1 átmenetre szimulált értékek között. Pedig ezen átmenetnek – ismereteink szerint – tiszta M1 átmenet-

2. *ábra.* A teljes spektrométer fényképe a gázrendszerrel, a detektorok jeleit feldolgozó elektronikával és az adatgyűjtő rendszerrel.





3. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 17,6 MeV-es gerjesztett állapotának bomlásából mért e^-e^+ energiaösszeg-spektrum (a), illetve az átmenetekkel kapuzott szögkorreláció (b) és a különböző szimulációkkal kapott szögkorrelációk. Az elektromos és mágneses dipólusátmenet feltételezésével számított görbét folytonos vonallal, míg az $M1 + 1,4\%$ kevert átmenetre számított görbét szaggatott vonallal tüntettem fel.

nek kellene lennie. Ha azonban figyelembe vesszük a direkt protonbefogással keletkező gyenge, nem-rezonáns E1 multipolaritású háttér hatását is azzal, hogy az M1 szögkorrelációhoz csupán 1,4%-ban keverünk E1 szögkorrelációt is, akkor a kísérleti eredményeinket már pontosan értelmezni tudjuk. Tehát ez esetben kísérleti adataink értelmezéséhez semmilyen új részecske bevezetésére sem volt szükség. A folytonos háttér hozzákeveredésének mértéke a rezonanciabefogás járulékához természetesen függ mind a rezonancia szélességétől, mind a céltárgy vastagságától, ami a rezonancia további kiszélesedését okozza.

Az új részecske kimutatása

Ezen kísérlet után megvizsgáltuk egy magasabb – 18,15 MeV-nél megfigyelt –, szintén jól ismert gerjesztett állapotból származó e^-e^+ párok szögkorrelációját is. Ez az állapot szintén rezonanciaszerűen gerjeszthető 1,040 MeV-es protonokkal, de ez a rezonancia sokkal szélesebb (138 keV), mint az előző rezonancia volt. Ezért a nemrezonáns E1 háttérből jóval nagyobb keveredés várható. Ezt a korábbi, $75\text{--}130^\circ$ tartományban végzett, az irodalomban publikált kísérleti eredmények meg is erősítették.

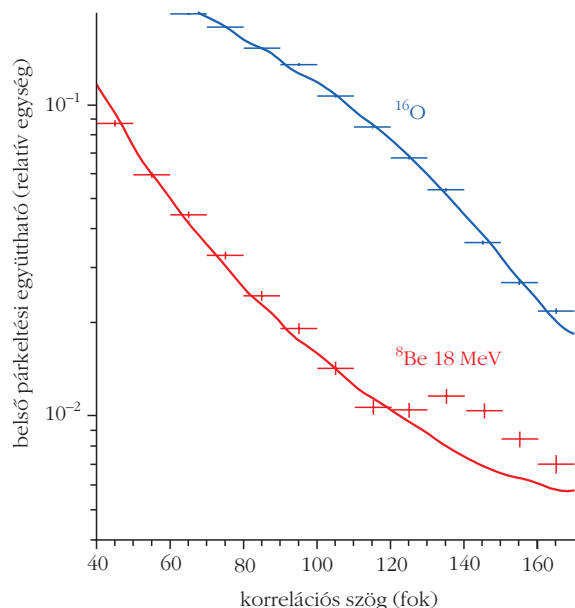
Jelen kísérletben szögtartományunkat kiterjesztettük egészen 170° -ig, és az ezerszeres hatásfok eredményeként a mérés statisztikus hibáját is jelentősen lecsökkentettük. Az $E^* = 18,15$ MeV-es rezonancián mért kísérleti szögkorrelációinkat a 4. ábrán láthatjuk. Fontos megjegyezni, hogy az eloszlásokat közel szimmetrikus energiaeioszlású e^+e^- párra gyűjtöttük ki:

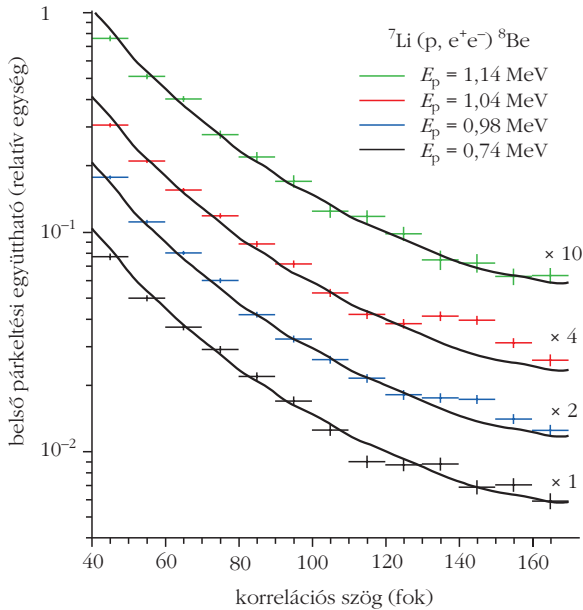
$$-0,5 < \frac{E_{e^-} - E_{e^+}}{E_{e^-} + E_{e^+}} < 0,5,$$

E_{e^-} az elektron és E_{e^+} a pozitron energiáját jelöli.

Mi okozhatja az eltérést? Az e^-e^+ párokkal szimultán mért nagyenergiás γ -spektrum nem mutatott semmilyen, 11 MeV fölötti, a céltárgyból esetleg származó szennyező csúcsot, amit a szimulációinkban nem vettünk figyelembe, és ami esetleg az eltérést okozhatná. Megvizsgáltuk, a γ -spektrumban nem látható, esetleges E0 átmenet hatását is. Hogy kísérleti adatainkat jobban tudjuk értelmezni, megpróbáltunk az illesztések során az M1+E1 keverék-

4. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 18,15 MeV-es gerjesztett állapotának bomlásából, illetve a céltárgyban keletkező egyéb szennyező sugárzásokra mért elektron-pozitron szögkorrelációk. A megfelelő szimulációk eredményeit a görbék jelölik. A 6,05 MeV-es E0 (elektromos monopólus) átmenet itt is az ${}^{16}\text{O}$ -ból származik. Amint a 3. ábrán látható, e sugárzás szögkorrelációját a szimulációinkkal megfelelően értelmezni tudtuk. A ${}^8\text{Be}$ 18,15 MeV-es átmenetének szögkorrelációja azonban a szimulációinkkal nem volt értelmezhető.





5. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 18 MeV-es átmenetéhez tartozó e^-e^+ párok szögkorrelációja különböző proton bombázó energiákkal történt gerjesztések esetén. Az ábrára felírt energiákat korrigáltuk a céltárgyban történt energiavesztéssel. A görbék a szimuláció eredményét jelölik.

hez még E0-t is adni, de az illeszkedés jósága nem változott. Mivel a különböző multipolaritásokhoz tartozó szögkorrelációk mindegyike lassan változik a korrelációs szög függvényében, a kevert átmenetben sem várhatunk olyan csúcserű viselkedést a szög függvényében, mint amelyet a kísérleti eredményünk mutat.

Megvizsgáltuk még az esetleges interferenciajelenségek hatását is. A 18,15 MeV-es γ -átmenet szögeloszlására az irodalomban igen nagy előre-hátra aszimmetriát kaptak (8:1), és azt a 18,15 MeV-es M1 multipolaritású rezonanciabefogás és a direkt befogás E1 komponensének interferenciájával magyarázták. Ismeretes, hogy a γ -sugárzások anizotróp szögeloszlása befolyásolhatja az e^-e^+ pár szögkorrelációját is. Ha azonban a detektorainkat a nyalábra merőlegesen helyezzük el, mint ahogy azt a jelen kísérletben tettük, akkor a fenti hatás minimalizálható. Az előre-hátra aszimmetriát a magreakciót létrehozó proton energiájának függvényében vizsgálva, abban a rezonanciánál jóval szélesebb csúcsot kaptak $E_p = 1,1$ MeV-nél, 70 keV-rel a rezonancia fölött, és az aszimmetria alig csökkent egészen $E_p = 1,2$ MeV-ig. Ilyen módon az előre-hátra aszimmetria energiafüggése különbözik a 18,15 MeV-es rezonancia alakjától, ami 1,14 MeV-nél már maximumának körülbelül a negyedére csökken.

Hogy a 18,15 MeV-es e^-e^+ pár szögkorrelációjában megfigyelt anomália eredetét kiderítsük (az kapcsolatos-e a fenti interferenciával), a szögkorrelációs méréseinket még további három bombázó energiánál is elvégeztük. Eredményeinket az 5. ábra mutatja.

A különböző bombázó energiáknál mért szögkorrelációkat, a jobb áttekinthetőség kedvéért, különböző faktorokkal szoroztam meg, amiket az ábrán feltüntettem. A kihúzott görbe a belső párkeltés által okozott háttérrel jelöli M1 + 23% E1 multipolaritásra számítva.

Mivel a maximális anomáliát 1,04 MeV-es bombázó energia esetén a 18,15 MeV-es rezonancián kaptuk, és 1,15 MeV-nél már nem láttunk semmilyen anomáliát, kísérletileg bebizonyítottuk, hogy a szögkorrelációban megfigyelt anomália nem kapcsolatos az M1/E1 interferenciával. Nem magyarázható egyéb, γ -sugárzással kiváltott háttérrel sem, hiszen a rezonancia mellett mérve, ahol a γ -háttér csaknem ugyanakkora, mint a rezonancia esetén, az anomália eltűnik. Ilyen módon – jelenlegi tudásunk szerint – az anomália nem lehet magfizikai eredetű. A szögkorrelációban $\Theta = 140^\circ$ -nál megfigyelt anomália szignifikanciája igen nagy, annak valószínűsége, hogy az anomáliát csak a háttér fluktuációja okozza, mindössze $5,6 \cdot 10^{-12}$.

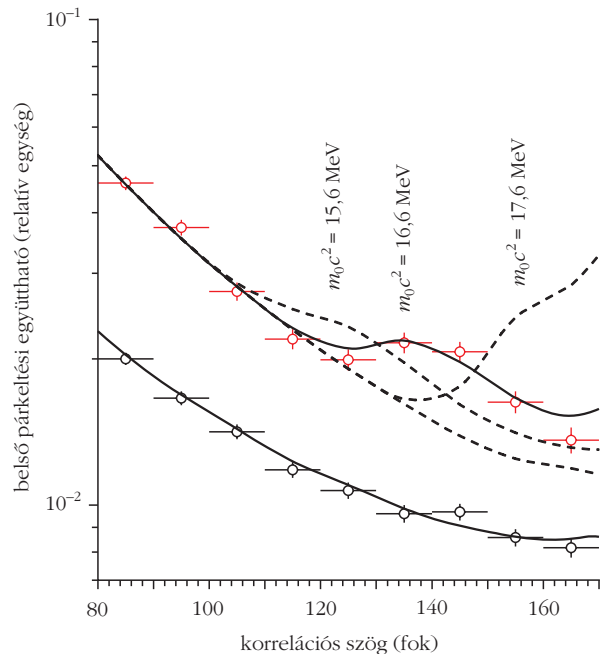
Egy új részecske (bozon, mivel egy $1^+ \rightarrow 0^+$ átmenetben keletkezett) keletkezését és elbomlását feltételezve szintén végeztünk szimulációkat, és az eredményeket súlyozottan hozzáadtam a normál belső párkeltésre kapott szögkorrelációhoz. A szögkorrelációra kapott mérési eredményeink érzékenységét a feltételezett bozon tömegére a 6. ábrán mutatom be.

Figyelembe véve, hogy egy 18,15 MeV-es M1 átmenet belső párkeltési együtthatója $3,9 \cdot 10^{-3}$, a bozon/ γ elágazási arányra a kísérleti adatok illesztéséből $5,8 \cdot 10^{-6}$ értéket kaptunk. Ugyanezt az elágazási arányt használtam az 5. ábrán más tömegekre (± 1 MeV) bemutatott elméleti görbék kiszámítására is.

Szimulációink értelmében, a feltételezett bozon hatása aszimmetrikus energiaeloszlású párok esetén:

$$-0,5 < \frac{E_{e^-} - E_{e^+}}{E_{e^-} + E_{e^+}} < 0,5,$$

6. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 18,15 MeV-es átmenetéhez tartozó, a rezonancián mért e^-e^+ párok szimmetrikus (sötét pontok hibákkal), illetve aszimmetrikus (üres körök hibákkal) energiaeloszlással kapuzott szögkorrelációja, összehasonlítva a különböző energiájú részecskét feltételező szimulációk eredményeivel.



elhanyagolható kell, hogy legyen. A 6. ábrán az üres körökkel ilyen aszimmetrikus párokra az általunk kísérletileg meghatározott szögkorrelációt mutatom be. Ezek az adatok nem mutatnak anomális viselkedést. Ez a tény szintén támogatja az új részecske keletkezésére és bomlására tett feltételezésünket.

Az új részecske tömegének meghatározását kísérleti adataink és a szimulált eloszlások χ^2 módszerrel történő összevetésével végeztük. Az analízis eredményeként a részecske tömegére $m_0 c^2 = 16,70 \pm 0,35$ MeV-et kaptunk. A nyaláb helyének és a detektorok hitelesítésének bizonytalansága miatt a szisztematikus hibát pedig 0,5 MeV-re becsültük.

Diszkusszió

Kísérleti eredményeink publikálása után *Jonathan L. Feng* és munkatársai [6] kiszámították, hogy egy tet-szőleges vektorbozon keletkezésének valószínűsége mekkorának várható egy γ -átmenet valószínűségéhez képest. A következő kifejezést adták meg:

$$\frac{B(X)}{B(Y)} = (\epsilon_p + \epsilon_n)^2 \frac{|p_x|^3}{|p_\gamma|^3}.$$

Ezt egyenlővé téve az általunk meghatározott elágazási aránnyal ($5,6 \cdot 10^{-6}$), a protonokhoz és a neutronokhoz való csatolási állandók összegére $|\epsilon_p + \epsilon_n| = 0,011$ -et kaphatunk. Ennek megfelelően a kvarkokhoz való csatolási erősségek:

$$|\epsilon_u + \epsilon_d| \approx 3,7 \cdot 10^{-3}.$$

A közleményünkkel egy időben publikált [7], NA 48/2 kísérlettel a π^0 bomlásában keresték a sötét fotont, de csak korlátot tudtak megadni a csatolási állandójára, amelyik korlátból Feng és munkatársai a csatolási állandókra a következő következtetést vonták le:

$$|2\epsilon_u + \epsilon_d| < 8 \cdot 10^{-4}.$$

Ezt a kifejezést összevetve az előzővel, a csatolási állandók arányára a következő korlátot kaphatjuk:

$$-2,3 < \frac{\epsilon_d}{\epsilon_u} < -1,8 \quad \text{vagy} \quad -0,067 < \frac{\epsilon_p}{\epsilon_n} < 0,078.$$

A második feltétel alapján azt mondhatjuk, hogy a megfigyelt részecske sokkal kevésbé csatolódik a protonokhoz, mint a neutronokhoz, ezért az általa közvetített új,

5. kölcsönhatást protonfóbiás kölcsönhatásnak nevezték el, aminek létezését jelenleg semmilyen atommag-, illetve részecskefizikai kísérleti eredmény sem zárja ki.

Összefoglalás

Kísérletileg megvizsgáltuk a ${}^8\text{Be}$ atommag 18,15 MeV-es állapotának legerjesztődésekor keletkező $e^- e^+$ párok szögkorrelációját, és abban 140° környékén a belső párkeltési elméleti értékektől csúcyszerű eltérést találtunk. Legjobb tudásunk szerint ez jelenleg semmilyen magfizikai effektussal nem magyarázható. A kísérleti és elméleti értékek eltérése jelentős, és az csak egy új részecske bevezetésével magyarázható, aminek tömege $16,7 \pm 0,35$ (statisztikus hiba) $\pm 0,5$ (szisztematikus hiba) MeV. A részecske bomlásakor keletkező $e^- e^+$ párok keletkezési valószínűsége a γ -átmenet valószínűségéhez képest (elágazási arány) $5,8 \cdot 10^{-6}$ -nak adódott.

Kísérleti adataink alapján úgy tűnik, hogy egy nagyon speciális részecske megfigyeléséről lehet szó, ami az atommag neutronjaival hat inkább kölcsön, nem a töltött részecskékkel (a protonokkal és az elektronokkal), mint azt a sötét fotonokra előre jelezték. Ez azonban még nem zárja ki, hogy ez a részecske játssza el a sötét fotonnak gondolt szerepet. Ilyen módon a megfigyelt részecske kapcsolatot teremthet a sötét anyaggal, és segíthet megismerni annak szerkezetét.

Ha eredményeinket más laboratóriumokban végzett kísérletek eredményei is megerősítik – amiket már terveznek mind az USA-ban (Jefferson Labor), mind Oroszországban (Budker Intézet, Novoszibirszk), mind Olaszországban (Frascati) és a CERN-ben is, és eredményük 1-2 éven belül várható –, akkor egy új részecske, egy új mértékbozon felfedezéséről beszélhetünk.

Irodalom

1. Has a Hungarian physics lab found a fifth force of nature? *Nature*, 2016. május 26, <http://www.nature.com/news/has-a-hungarian-physics-lab-found-a-fifth-force-of-nature-1.19957>
2. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay Jr., I. Kuti, B. M. Nyakó, L. Stuhl, J. Tímár, T. J. Ketel, T. Tornyi, Zs. Vajta, *Phys. Rev. Lett.* 116 (2016) 042501.
3. Németh Judit: A sötét anyag. *Fizikai Szemle* 56/11 (2006) 362.
4. Fényes Tibor: Az Univerzum uralkodó anyagfajtája a „sötét anyag”. *Fizikai Szemle* 58/3 (2008) 81.
5. Németh Judit: Mi az a sötét energia? *Fizikai Szemle* 54/1 (2004) 1–7.
6. Jonathan L. Feng és társai, arXiv:1604.07411v1 2016. ápr. 25.
7. J. R. Batley et al. (Na 48/2 Collaboration), *Phys. Lett. B* 746 (2015) 178.



**Az Eötvös Társulat
főnt van a **facebook**-on!**



<https://www.facebook.com/pages/Eötvös-Loránd-Fizikai-Társulat/434140519998696?fref=ts>

AZ EURÓPAI TERMÉSZETTUDOMÁNY ELŐFUTÁRAI – AZ ISZLÁM ARANYKOR TUDÓSAI

Radnóti Katalin
ELTE TTK Fizikai Intézet

Általános vélekedés szerint a görög tudomány a Kr. e. 200 körüli időszakra elérte legfontosabb eredményeit. Majd ezután Európában „hosszú csend” következett egészen 16–17. század idejéig. A reneszánsz újjászületés hozta meg a mai értelemben vett tudomány kialakulását. Ez az eszmény sodorta magával az ekkor lezajló természettudományos és az azt követő ipari forradalmat. Ezt úgy szokás magyarázni, hogy ekkorra teszik ismét magukévá az európaiak azokat az ismereteket, amelyekkel a régi görögök már rendelkeztek, jobb esetben megemlítve, hogy iszlám „közvetítés” segítségével. A fejlődés elindítóiként fel szokás sorolni *Kopernikust* és *Keplert*, *Galileit* és *Descartes*-ot (*Cartesius*), *Leibnizet* és *Newtont*.

A fizikaérettségi követelményrendszerben szerepelnek tudománytörténeti elemek is, amely nagyon fontos. A többi tantárgy esetében nem szerepelnek hasonló elemek a követelmények között. A dokumentum felsorolja az összeállítók szerinti legfontosabb tudósok nevét, akikről a diákoknak tudni kell, körülbelül mikor éltek, és melyek a főbb tudományos eredményeik. A listában ókori tudósként csak *Arkhimédész* szerepel, majd a reneszánsztól napjainkig csupa európai tudós neve olvasható, amely gyakorlatilag a fentebb leírt benyomást kelti a tanulóknál. A kép azonban ennél sokkal árnyaltabb! Mai tudásunk alapján úgy látjuk, hogy az iszlám területen élt tudósok szerepe ennél sokkal jelentősebb volt. Jelen írásban erre mutatok rá néhány kiragadott példa és tudós életének, munkásságának bemutatásával.

Célkitűzésem olyan áttekintést nyújtani a „hiányzó” korszakról, hogy ezeket a tanárkollégák fel tudják használni a fizika oktatása során a tudománytörténeti folyamatok elemzéséhez, óráik színesítéséhez és egyben a történelem tantárggyal való kapcsolat erősítésére. A témához több internetes forrás is található a cikk végén, amelyek, illetve az ezekhez tartozó linkek lehetőséget adnak a témában való további elmélyedésre, akár tanulói kiselőadások formájában, kisebb kutatásokhoz.



Radnóti Katalin az ELTE-n végzett kémia-fizika szakos tanárként. A budapesti Kölcsey Ferenc Gimnáziumban nyolc éven keresztül tanított. Jelenleg az ELTE Fizikai Intézetében főiskolai tanár. Kutatási területe a fizika és a természettudományok tanításának módszertana. Publikációs tevékenysége is e témához kapcsolódik, tanári segédletek, tanulmányok, könyvek, könyvfejezetek. A *Nukleon*, a Magyar Nukleáris Társaság internetes folyóirata főszerkesztője.

Az írásban áttekintést adok az iszlám aranykorról, amelyről azt állítom, alapvető szerepe volt abban, hogy a mai értelemben vett tudomány kialakulhasson. Jelen írásban elsősorban az *optika*, a *csillagászat* és a *mozgás* témakörök megközelítésének változásait, alakulását követem nyomon az ókori elképzelésekhez képest a vizsgált iszlám korszakokban.

Először vázlatosan bemutatom az iszlám aranykort, hogy térben és időben is el tudjuk helyezni a vizsgált korszakot, majd az optika témakör alakulását, és elkezdjük a csillagászat és a mozgás témakörrel kapcsolatos elképzelések változásának bemutatását. Ehhez természetesen hozzá tartozik az is, hogy röviden vázoljam az ókori elképzeléseket is.

Az iszlám aranykor

A 7. században az iszlám alatt egyesült arab törzsek alig egy évszázad alatt óriási birodalmat hoztak létre, amely az *Atlanti óceántól az Indus völgyéig* terjedt. A terület nagyobb volt még a Római Birodalomnál is. Sőt az arab hódítók, 711-ben átkelve a Gibraltári szoroson, az Ibériai félsziget területének jelentős részét is elfoglalták.

Az *arab nyelv* nem mindenhol vált a mindennapokban is (lévén hivataliként kötelező volt) uralkodó nyelvvé, de az európai középkori latinhoz, vagy napjainkban az angolhoz hasonlóan, a *tudományos közlések esetében meghatározóvá vált* a térségben. A korszak sok tudósa, aki az arab nyelvet használta, valójában nem volt sem arab, sem muzulmán. Voltak köztük szíriai keresztények, perzsák, görögök és zsidók.

A 8. század közepétől számítjuk az *iszlám aranykorát*, ez az Abbászida kalifátus hatalomra kerülése, amikor a birodalom fővárosa az ősi Damaszkuszról az új alapítású Bagdadba került át. Ez így volt egészen 1258-ig, amikor a mongol invázió elfoglalta.

830-ban Bagdadban megalapították egy „Bölcsesség Háza” nevű intézményt, ami egészen a 10. század végéig működött. Itt iszlám és más vallású tudósok gyűltek össze, és gyakorlatilag *lefordították arabra a világ addig felhalmozott tudását*, amelyek főként a görög, római, perzsa, indiai, kínai, egyiptomi és főnóciái nyelvterületekről származtak, azért, hogy azt az iszlám kultúrába adaptálják. Ha ez nem történt volna meg, akkor számos ókori tudós munkája veszett volna el. Később ezeket fordították perzsa, török, héber és latin nyelvekre. A korszakban emellett sok új tudás is keletkezett, amelybe Irán és Közép-Ázsia népeinek kulturális hagyatéka és a Zarathustra vallás morális és etikai elemei is bekerültek.

Nem sokkal később a „rivális kalifátusok” is létrehozta hasonló intézményeket, mint például az egyiptomi Fátimidák új városukban, Kairóban és az andalúziai Omajjádok Córdobában. Az uralkodók fontosnak tartották, hogy tudósok vegyék körül őket, akik bizonyos időközönként összeültek vitatkozni az őket éppen foglalkoztató témák megbeszélése végett.

E nagyszabású munkára a korszak egyik fontos kínai találmánya, a *papír* – amelynek gyártási technológiája kínai foglyok révén jutott el az arabokhoz – biztosította a lehetőséget. A papír széles körű alkalmazása a 900-as évektől kezdve jelentősen olcsóbbá tette az írást, és lehetővé tette a *közkönyvtárak alapítását*. Az ezredfordulón Córdoba könyvtárában több tízezer könyv, illetve tekerecs volt felhalmozva, míg Európa egyéb helyein szinte csak a kolostorokban volt – esetleg – pár száz könyv.

A tudomány fejlődése az ókori hagyományokra épült, de az arab birodalom tudósai nem csak megőrizték és átmentették az ókori tudósok eredményeit, hanem kommentálták és továbbfejlesztették azokat. Sőt, mai kifejezésünkkel élve nyugodtan mondhatjuk, hogy *paradigmaváltást* hajtottak végre elsősorban a ptolemaioszi asztronómiai rendszer újraértelmezésével. A csillagászat fejlődésének az iszlám birodalomban komoly mozgatórugója volt a vallás, amely megkövetelte az imaidők pontos meghatározását, és az épületek tájolását. Emellett a kémia és a matematika terén, sőt a tudományos kutatás módszertana területén *önálló eredményekkel* jelentek meg. Továbbá, sok esetben fontos kérdéseket, kételyeket fogalmaztak meg, amelyek kiindulópontjai voltak a későbbi felismeréseknek, például az Univerzum szerkezetével és a mozgással kapcsolatban. Rendszeres és egyre pontosabb megfigyeléseket végeztek az égbolton, amelyeket nagy táblázatokban foglaltak össze. Erre lehetőséget adott az is, hogy az iszlám országok olyan földrajzi helyeken találhatók, ahol éjszánként ragyogóan tisztá égbolt tárult a vizsgálódó csillagászok feje fölé.

Az elsődleges csatorna, amelyen keresztül a görög tudomány beáramlott a muszlim világba, Alexandria volt, ahol az arab hódítás idején a görög filozófia és a tudomány még virágzott – elsősorban a híres könyvtárnak köszönhetően.

Évszázadokkal később pedig Európa felé a legfontosabb közvetítő a mai Spanyolország volt, ahol a Córdobai Kalifátusban korszerű arab egyetemek működtek, például Toledóban, Salamancában és Segoviában. A keresztény országokból is sokan jártak ezekre az egyetemekre tanulni.

Ezt követően kezdték el keresni Európában az eredeti görög forrásokat. Nagyon sok eredeti könyv került nyugatra a negyedik kereszties hadjárat 1204-es győzelmét követően létrejött Konstantinápolyi Latin Császárság (1204–1261) hadiszákmányaként. Az eredeti krónikák szerint ebben az időszakban hajószámra indultak nyugatra a görög nyelvű kéziratok. A 13. században már megtörtént a teljes arisztotelészi életmű latin fordítása az eredeti görög források alapján.

Az iszlám tudósok, vagy inkább azt lehet mondani, hogy az iszlám keretek között alkotó tudósok az ókori görögök nyomán, nagy mértékben hozzájárultak a *tudományos kutatás módszertanának* kialakulásához, fejlődéséhez is. Ekkor alakult ki az a módszeresség, ahogy a természetet kérdezték, amelyhez *kísérleteket terveztek és végeztek el*, majd eredményeiket megpróbálták *matematikai formában* megfogalmazni. Nem csupán elméleti vitákat folytattak, hanem elképzeléseiket, hipotéziseiket ténylegesen tesztelték, ki is próbálták a gyakorlatban. Az elmélet és gyakorlat együttese alapján vonták le következtetéseiket, illetve vizsgálódtak tovább. Az eredmények alapján újabb feltevéseket tettek, mérési eljárásokat gondoltak ki annak empirikus vizsgálatára. Ebben a tekintetben *Alhazen* – akiről a későbbiekben lesz szó – tekinthető meghatározó egyéniségnek [1].

Az arab nyelvű tudományos írásokra azt lehet mondani, hogy azok nagyon sokban hasonlítanak a jegyzőkönyvek, illetve a mai modern tudományos értekezések stílusára. Megközelítésmódjuk abszolút racionális, a szöveget pedig átszövik a matematikai kifejezések, formulák és szakkifejezések. Mintegy meghatározott szókinccs felhasználásával fogalmazódtak meg [2].

Az iszlám tudományosság kezdetének kutatásával nagyon sokan foglalkoznak napjainkban. A témának óriási angol irodalma van – korábban oroszul is –, hiszen az iszlám tudósok közül sokan valamelyik volt szovjet tagköztársaság területén születtek, vagy életük, munkásságuk egy része azokhoz a területekhez kötődött.

Optika az iszlám aranykorban és az ókori görög előzmények

Az iszlám aranykor tudósai természetesen ismerték az antik görögök fényvel és a látással kapcsolatos elképzeléseit. Az ókori görögök egy része úgy gondolta, hogy a szemből úgynevezett látósugarak indulnak ki, amelyek letapogatják a tárgyakat. Mások elvetették a fenti elképzelést, mivel így a sötétben is látnánk, például *Arisztotelész* (Kr. e. 384, Sztagiria – Kr. e. 322, Halkída) azt gondolta, hogy a tárgyról leváló finom hártya kelti a látás érzetét.

Az ókori görög gondolkodókat úgy tartjuk nyilván, hogy nem igazából végeztek kísérleteket, de ez nem teljesen így van. *Ptolemaiosz* (cca. 90. – 168, Alexandria), akinek a világ Föld középpontú modellje másfél évezreden keresztül uralkodó elmélet volt, leírt kísérleteket, méghozzá mérőkísérletet a fény törésével kapcsolatban *Optika* című könyvében, amely csak arab fordításban maradt fenn [3].

„A fénysugarakat kétféle módon lehet változtatni: visszaveréssel, vagyis visszapattanással a tükörnek nevezett tárgyról, amelyek nem teszik lehetővé a behatolást és hajlítással (vagyis töréssel) olyan közegek esetében, amelyeknél lehetséges a behatolás, ezeknek közös elnevezése van (átlátszó anyagok), mert a fénysugár keresztülhatol rajtuk.”

1. táblázat

Ptolemaiosz mérése a levegőből vízbe történő fénytörés esetében

szög és szinusza a levegőben, beesési szög (°) és szinusza		szög és szinusza a vízben, törési szög (°) és szinusza	
10	0,174108	8	0,139543
20	0,342898	15,5	0,267936
30	0,501213	22,5	0,383654
40	0,644218	28	0,470626
50	0,767544	35	0,574915
60	0,867423	40,5	0,650885
70	0,940806	45	0,708591
80	0,98545	50	0,767544

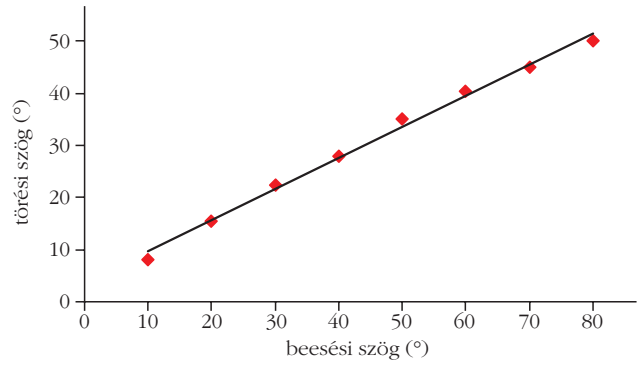
Ptolemaiosz a táblázatot állította össze a levegőben mért különböző beesési szögekhez tartozó, vízben való törési szögekre (lásd 1. táblázat szögértékei).

Tanulmányozta a fény törését a levegő és az üveg határfelületén is, és azt találta, hogy ebben az esetben kisebb lesz a törési szög, mint a víz esetében. Mérései alapján arra gondolt, hogy a beesési szöggel egyszerűen arányos a törési szög. A szögek szinuszaitól való függést nem ismerte fel. Pedig megtehetette volna, mivel az ívek és a húrok közti összefüggés törvénye, mint matematikai eszköz már rendelkezésre állt. Sőt, maga Ptolemaiosz is alkalmazta csillagászati megfigyelései kapcsán. De nyilván nem is gondolt rá, amely ténylegesen nem is egyszerű.

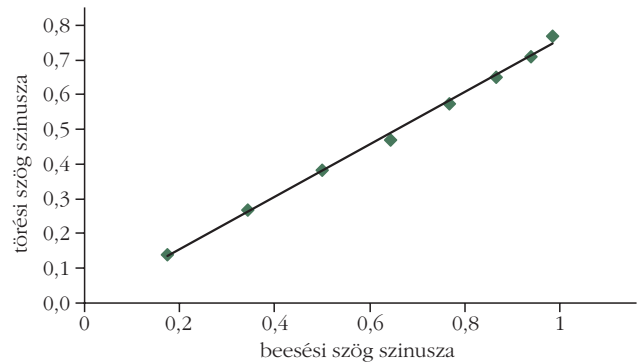
Ábrázoljuk Ptolemaiosz mérési adatait Excel program segítségével! Az 1. ábrán az látható, hogy Ptolemaiosz mérési adataihoz elég jó pontossággal egyenes illeszthető. Nézzük meg, hogy a szögek szinuszai esetében pontosabb lesz-e az illesztés!

Amint az a 2. ábrán látható, a szögek szinuszai jobban illeszkednek egy egyenesre. Az egyenes meredeksége, amely a törésmutató reciproka (1/1,32), egészen jó értéket ad a vízre. És egyenesünk majdnem az origóból indul. Tehát Ptolemaiosz igen jól mért!

Példánk alapján az is látható, hogy a törési törvény szinuszos voltának felismerése pusztán a szögek mérései, mint mérési eredmények alapján nem várható el. Ehhez a fénysugár geometriai modelljére, tehát egy határozott elméleti keretre is szükség volt!



1. ábra. Ptolemaiosz mérési adatai.



2. ábra. Ptolemaiosz mérési adatainak szinuszos transzformációja.

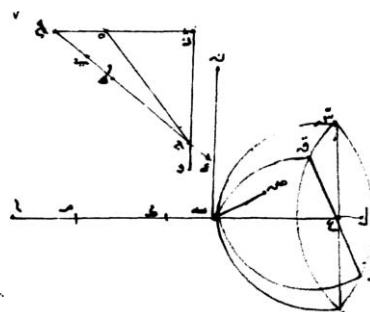
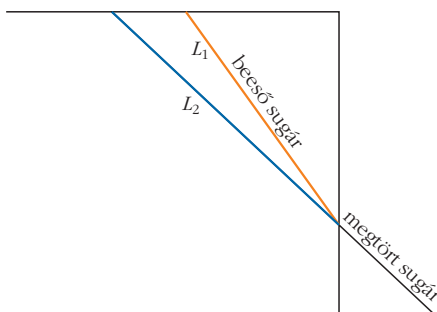
A törési törvényhez visszatérve, annak felismerése és helyes leírása megtörtént már az iszlám aranykorban, amelyről azonban eddig nem írtak a tankönyvek. *Abu Sa'd al-'Ala' ibn Sabl* (940–1000) 984-ben írt könyvében, amelyben elsősorban a gömbtükrökről és a lencséről értekezik, valójában helyesen írja le a törési törvényt. Amint az 3. ábráról látható, nem szögekkel, illetve szögfüggvényekkel fogalmazta meg, hanem szakaszok arányaként:

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{n_1}{n_2}$$

E leírás gyakorlatilag ekvivalens a *Snellius* és *Descartes* által adottal. Továbbá ezen ismeretet is felhasználva mutatta meg *Ibn Sahl*, hogy a lencsék esetében a fény összegyűjthető egyetlen pontba, a fókuszpontba [4].

Az optika területén a legjelentősebb arab tudós *Abū 'Alī al-Ḥasan ibn al-Ḥasan ibn al-Haytham*, la-

3. ábra. Az eredeti rajz Rashed nyomán, 1990.



لانه ان ماتة عليها سطح مستوي غيره فلان هذا السطح يقطع سطح برص
 على نقطة تب فلا بد من ان يقطع احد خطي ب ن بص فليكن ذلك
 الخط مبصر والفصل المشرك بين هذا السطح وبين سطح قطع ق ر
 خط مبصر فلان هذا السطح ياتن بسطه على نقطة تب فخط
 ب ت ياتن سطح قطع ق ر على نقطة تب وكذلك خط مبصر وفصل حال
 فلا ياتن بسطه على نقطة تب سطح مستوي غير سطح ب ن بص



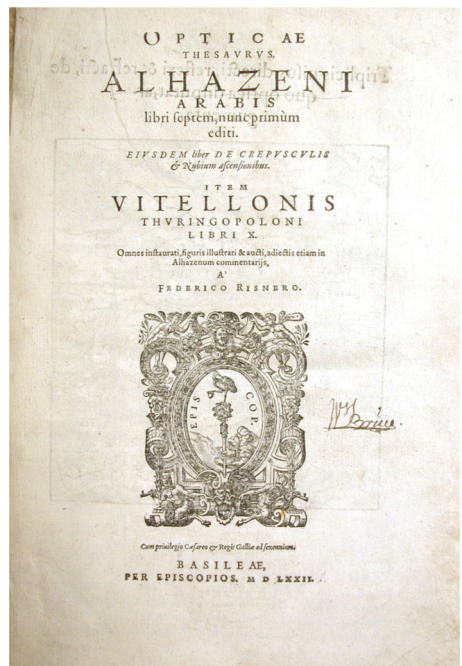
4. ábra. Alhazen arcképe egy iraki 10 dinároson.

tinosan Alhazen (cca. 965, Basra – 1039, Kairó) volt (4. ábra). Kairóban a Nílus rendszertelen áradását, a folyó szabályozását, új mederbe terelését szerette volna megoldani, de nem sikerült neki. Ezért a kalifa haragja elől bujkálnia kellett. A kairói piacokon, mint írástudó ember, aki szerződéseket stb. képes írni, kereste kenyerét. És eközben végezte a fényvel kapcsolatos alapvető kísérleteit.

Alhazen munkássága komoly forrásként szolgált az európai reneszánsz tudósnemzedék számára, mint például Kepler és Galilei. A 1011 és 1021 között készült *Optika* (arabul *Kitāb al-Manāẓir*) című hétkötetes könyve (kitāb jelentése könyv) a legjelentősebb középkori munkának tekinthető (5. ábra). Latinra egy ismeretlen szerzetes fordította le a 12. század végén 13. század elején, majd 1572-ben adták ki.

Könyvében Alhazen definiálta az *átlátszó és az átlátszatlan test* fogalmát. Megkülönböztetett elsődleges és másodlagos fényforrásokat. Elsődlegesnek tekintette a Napot, amelyből a minden irányban jövő fénysugarak megvilágítják a tárgyakat, majd a tárgyról kiinduló gyengébb sugarak (a visszavert fény)

5. ábra. Az *Optikai értekezések* 1572-es latin fordításának címlapja és belső címlapja, amelyen sok, a könyvben tárgyalt optikai jelenségre utaló részlet található, mint a perspektíva, a szívárvány, parabolatükör, fénytörés a vízben és egyebek.



érkeznek a szembe. Tárgyalja a szem szerkezetét, a látás mechanizmusát, a fény útjának meghatározását a látás során. Elvetette a látás ókori látósugár-elméletét. Alhazen szerint nem a szem bocsát ki sugarakat, hanem éppen hogy azok érkeznek a szembe a tárgyról. Példaként hozta fel, hogy a nagyon erős fényforrásba való belenézés károsítja a szemet. A testeket a róluk visszavert és a szembe érkező fénysugár miatt látjuk. Azt gondolta azonban, hogy a látásban csak a merőlegesen beérkező fénysugarak vesznek részt, mivel a szögben érkezők a törés miatt annyira „legyengülnek”, hogy nem váltanak ki érzetet.

Alhazen négy fajta egyenes vonalban terjedő fénysugárzást különböztetett meg, elsődleges, másodlagos, visszatükrözött sugárzás és megtört sugárzás. Ennek empirikus alátámasztására számtalan kísérletet írt le. Könyvében tárgyalja a sötétkamra (*camera obscura*) működését a fénysugár-elképzelés alapján. A fordított állású képet a fénysugár-elképzeléssel magyarázta. Vizsgálta, hogy különböző csöveken keresztül milyen esetben lehet átlátni. Például egy egyenes cső végében lévő gyertyát látjuk, de amennyiben meghajlítjuk a csövet, akkor már nem látjuk. Vagy, ha bedugjuk a cső végét, akkor sem látjuk azon keresztül a gyertyát, hiszen a fénysugarak nem kerülnek meg a csövet. Ezeket a kísérleteket a fény egyenes vonalú terjedésének bemutatásához az oktatás során napjainkban is alkalmazzuk.

A *homorú és a parabola tükör visszatükrözését* is vizsgálta. A *fénysugár geometriai modellje* alapján gondolt ki kísérleteket, végezte el azokat, majd könyvében leírta, hogy más is *megismételhesse*. Ezzel egyben megteremtette a *tudományos megismerési módszer* alapjait is.

A *színek* létrejöttét a levegő hatásának gondolta. Annyit tudott megállapítani, hogy a szín is valamilyen mértékig a fényhez kapcsolódik, de annak mibenlétét már nem.

Fénytörési kísérleteket is végzett levegő és különböző közegek, mint víz, üveg, továbbá víz és üveg esetében. Vizsgálta a megtört és a visszavert sugarak szögviszonyait.

A Holdat úgy tekintette, mint egy olyan test, amely visszaveri a fényt. A sötétséget a fény hiányaként határozta meg. Az árnyékjelenséget a fény egyenes vonalú terjedésének következményeként magyarázta.

Párhuzamos fénysugarakat is előállított, amelyek segítségével gömb alakú törőközegek esetében vizsgálta a fény terjedését. Megpróbálta meghatározni a fókusz távolságot. Fel-

fedezte a szférikus aberráció (gömbi eltérés, az optikai lencsék egyik tipikus leképezési hibája) jelenségét.

A légkör fénytörésével is tisztában volt. Megpróbálta meghatározni a légkör vastagságát, amelyre 15 km-t kapott.

A fényt véges sebességgel terjedő „hatásnak” gondolta, amely sebesség jóval nagyobb kell legyen, mint a hang terjedési sebessége. Ebben a kérdésben hasonlóképpen gondolkodott több kortársa is, mint a később említendő *al-Bīrūnī* és *Avicenna*, mivel a fényforrás bocsátja ki a fényt (amelyet kis részecskének gondoltak).

A szivárvány keletkezésével is foglalkozott, azonban erre a kérdésre rossz magyarázatot adott, mivel a vízcseppeken való fénytörést nem vette figyelembe. Csak később, a 13–14. század fordulóján élt *Qutb al-Dīn al-Shirāzi* (1236, Kazerun – 1311, Tabriz) és tanítványa *Kamāl al-Dīn al-Fārisī* (1260–1320), adtak helyes magyarázatot erre, folytatva Alhazen munkáját.

Alhazen – elsősorban optikai vizsgálataiban – továbbfejlesztette a görögök nyomán kialakult tudományos vizsgálódási módszert. Nem egyszerűen csak szemlélődött, majd elmélkedett a dolgokról, hanem tudatos, tervszerű kísérleteket végzett. Hipotéziseket alkotott mielőtt módosította kísérleti berendezését, majd az eredmények alapján vizsgálódott tovább. Alhazen írásai többek közt például szolgálnak a tudományos megismerés módszertanának fejlődésére. A kísérletei során megfigyelt jelenségeket rendszeresen összehasonlította az elméleti alapvetésekkel. Szinte már a mai tudományos kutatási módszertant követve alkalmazta a megfigyelés, kérdésfeltevés, hipotézisalkotás, kísérlettervezés és kísérlet az elmélet ellenőrzésére, a kísérletek megismételhetősége, elméleti értelmezés algoritmust. Könyvének egyes fejezetei is ezt a módszertant tükrözik.

Könyv I. Alhazen elmélete a fényről, a színekről és a látásról.

Könyv II. Alhazen vizuális érzékelésről alkotott elképzelései.

Könyv III. A látásról alkotott helytelennek tartott elképzelések számbavétele.

Könyv IV. és *V.* a fényvisszaverődéssel kapcsolatos elképzeléseinek kísérleti bizonyításai.

Könyv VI. a helytelennek tartott elképzelések számbavétele a fénytörésről.

Könyv VII. a fénytörésről.

Alhazen az arisztotelészi fizika kritikuskai közé tartozott. Jelentős asztronómus is volt. Ptolemaiosz Földközéppontú világképét – amelyet később részletezünk –, elméleti rendszerét is kritizálta, mivel az a kor nagyon pontos megfigyelései szerint nem írta le kellő pontossággal a bolygók megfigyelt helyzetét.

Alhazent tekinthetjük többek között a tehetetlenségi elv felfedezőjének is, továbbá Newton előtt alkalmazta a paralelogramma-módszert a sebesség összetevőinek meghatározására érdekében.

Összefoglalóan: Alhazen meghatározó szerepet játszott az optika fejlődésében, a kísérleti és az elméleti fizika kialakulásában egyaránt.

Az égi és a földi mozgásokról alkotott kép alakulása az iszlám aranykorban és az ókori előzmények

A tudományos kutatások azt mutatják, hogy a 10–12 éves gyerekek mozgásosztályozása nagyon hasonlít a nagy ókori görög filozófus, Arisztotelész rendszeréhez. A vizsgálatok azt is jelzik, hogy ez a kép nem is mindenkié, sőt valójában csak nagyon kevesekben, alakul át a mozgásokról alkotott mai felfogásunkat tükröző newtoni képpé, hanem megmarad az arisztotelészi szinten.

Az arisztotelészi dinamika a „józan hétköznapi ismeretek” összessége volt. Tudományosnak azért nevezhető, mivel csodálatos rendszerező erejével ezt is beépítette a teljes arisztotelészi világképbe. Egész világképe éppen egységességénél fogva hatott, a hibás részeket is rákényszerítve az utókorra.

A peripatetikus dinamika jellegzetes tételei:

1. Az égitestekre és a földi jelenségekre alapvetően más törvények vonatkoznak. Ez az égi és a földi szférára való kettéhasítás minden vonalon érvényesül.

2. A kozmoszban meghatározott rend van, a nehéz testek lenn, a könnyűek fenn, az égitesteknek pedig az égben a helyük.

3. Minden mozgáshoz valamilyen ható okra, mai kifejezéssel erőre van szükség. Ezt a hatást a sebességgel hozták kapcsolatba, a sebességnek is természetesen csak kvalitatív jellemzőt tulajdonítva [6].

Az Univerzum ptolemaioszi modellje

Ptolemaiosz (akit már fénytöréssel kapcsolatos vizsgálatai révén említettünk) Arisztotelésznel egzaktabb módon írta le a bolygók pályáit *Szüntaxisz Matematika* című művében, ami Alexandriában „született”. Az írás az arab fordítás után *Almagest* néven terjedt el és vált ismertté mások – így az európaiak – számára is:

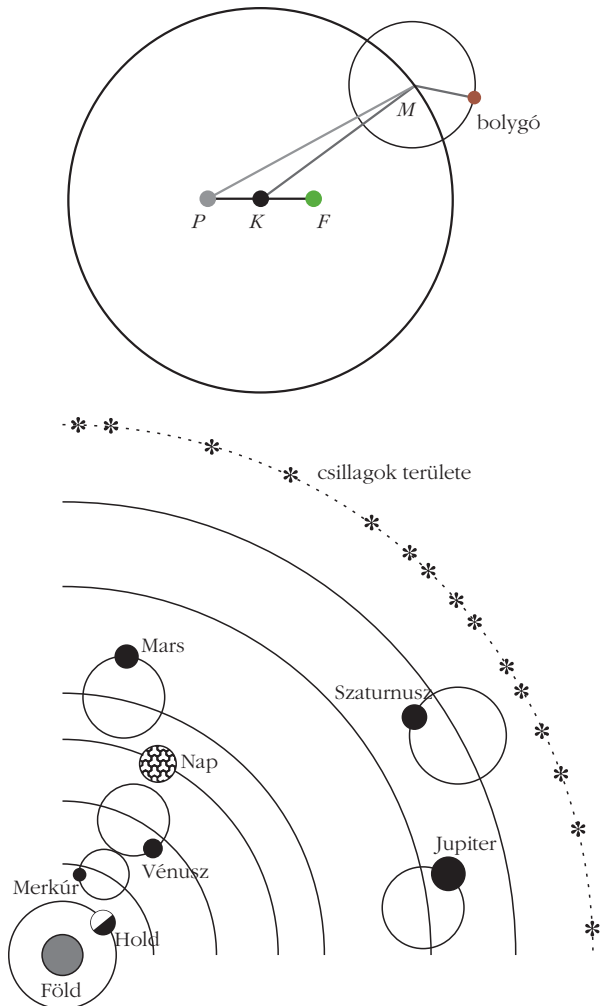
– Kört szerkesztett a Föld (F) köré, ez volt az úgynevezett deferens, amelynek középpontja a K pont. E kör kerületén mozog az M pont, amely körül a bolygó a kis kör alakú pályán (úgynevezett epiciklus) kering (6. ábra).

– Azonban az M pont – e modell szerint – nem egyenletesen mozog a körpályán, hanem úgy, hogy a PM vezérsugár forog egyenletesen, *állandó szögsebességgel*.

– A P pontot úgy vette fel, hogy a K pont éppen felezte a P pont és az F pont közötti távolságot. Ezt nevezte *kiegyenlítő pontnak*, *punctum aequans*-nak.

– Ptolemaiosz ezen kívül a különböző körök között megfelelő hajlásszögeket is feltételezett, hogy modellje leírja a megfigyeléseket és előrejelzésre alkalmas legyen. Ez utóbbi tudományelméletileg is fontos momentum, Ptolemaiosz modellje így kvantitatív volt!

Ily módon a Föld körüli deferens sugara egy belső bolygó esetében mindig a Föld–Nap irányba mutatott. Tehát a Ptolemaioszi modellben a Napnak is különleges helyzete van, mivel a Merkúr és a Vénusz epicik-

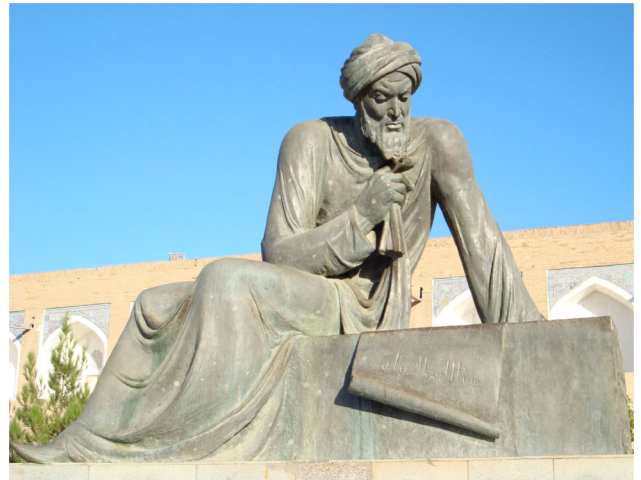


6. ábra. Az Univerzum ptolemaioszi modellje.

lusainak középpontjai a Nap–Föld egyenesen találhatók, amely a jóval későbbi newtoni elmélet szerint éppen a Föld gyorsulásának iránya.

Az iszlám korban dolgozó csillagászok megfigyeléseik értelmezéséhez a ptolemaioszi modellt használták. A csillagászok fontos feladata volt Mekka földrajzi irányának és az imádkozások idejének pontos meghatározása az iszlám világ különböző helyszínein. Ebben komoly segítségükre volt az asztrólábium. Ezt az eszközt minden bizonnyal még az ókori görögök találták ki, amelyet később az arabok, illetve inkább az iszlám tudósok, tökéletesítettek.

Az *asztrólábium* segítségével a rajta lévő, legfényesebb csillagok és az ekliptika pontjainak (adott esetben a Nap, a Hold, a bolygók és az állatövi jegyek) horizonthoz és az égtájakhoz viszonyított látszólagos helyzetét lehet meghatározni, illetve fordítva, ezek ismeretében a jelenségek időpontját vagy a földrajzi helyet, ahonnan ezek látszanak. Az eszközben egyfajta éggömböt alakítottak ki gyűrűk térbeli rendszeréből, amelyek egy közös középpont körül forgathatók. A gyűrűk fokbeosztással vannak ellátva. A gyűrűrendszert szöghű leképezésben egy lapos fémtárcsára viték át, amely mintegy az éggömb síkbeli leképezésének tekinthető.



7. ábra. Algoritmi emlékműve Khivában, Üzbegisztánban.

Az első jelentős muszlim asztronómiai munka a *Zij al-Sindh* volt. A *Zij*, perzsa eredetű szó, az asztronómiai könyvek általános megnevezése az iszlám világban, amelyek táblázatokat és előrejelzéseket tartalmaznak a Nap, a Hold, a bolygók és a csillagok helyzetére. Szerzője *Abū Abdallah Muḥammad ibn Mūsā al-Khwārizmī* (cca. 780 – cca. 850), latinosan *Algoritmi*, akinek a nevéből az algoritmus kifejezés ered (7. ábra). Fő tevékenysége a matematika területére esett. Ő vette át az indiai számokat, amelyeket napjainkban arab számokként ismerünk. De – mint az a korszakban természetes volt – Algoritmi munkássága sok területre kiterjedt. Perzsaként tartják számon. Szülőhelye Khwarezm, Horezm régió, a mai Üzbegisztán területére esik. Asztronómiai munkásságának vezérfonala Ptolemaiosz *Almagestje* volt, azonban folyamatosan rendszerezte, javította, korrigálta Ptolemaiosz adatait.

Abū ‘Abd Allāh Muḥammad ibn Jābir ibn Sinān al-Raqqī al-Ḥarrānī al-Šābī’ al-Battānī, latinosan *Albatengnius*, *Albatengni* vagy *Albatenius* (858, Haran – 929, Qasr al-Jiss) arab csillagász az egyik legfontosabb személy, akit a kopernikuszi fordulat előfutárának tekinthetünk. A mai Törökország területén fekvő Haran városában született. Édesapja különböző, többek közt csillagászati műszereket készített, így érdeklődése még gyerekkorában ezek használata felé fordult. A mai Szíria területén lévő Rakka városában dolgozott. A Hold egyik kráterét róla nevezték el.



Al-Battānī mindössze 2 perc 22 másodperces hibával határozta meg a napév hosszát 365 nap, 5 óra, 46 perc és 24 másodpercben. 40 éven keresztül, naponta nézte az árnyék hosszúságának változását. 700 évre visszamenőleg voltak adatai. Az e közben eltelt napok számát elosztotta az évek számával, és így kapta meg az év hosszát 4 milliommód pontossággal (8. ábra).

* Calippus, Ariftarchus.) *Calippus Alexandro Magno fuit coatanem. Hunc toto seculo pracepsit Meton horologiorum solarium apud Gracos inventor. Is annum solare definitum $7\frac{1}{3}$ partibus diei supra dies integros 365 qua pars superat quadrantem diei parte diei septuagesima sexta. Hoc est annus Metonicus continet horas 6 & scrup. 19 proximè. Calippus verò detractis scrupulis horarijs 19 annum solare vult esse dierum 365 hor. 6 qui etiam modus est anni Iuliani.*

At posteri nonnulla scrupula horaria integro quadrantè diei detraxerunt: Ptolemao annus determinatur hor. 5 min. 55 Sec. 12. Machometo, (qui alias Albateni) hor. 5 min. 46 Sec. 24. supra dies integros 365.

Porro in observationum collatione aptissimus est annus ille æquabilis Aegyptiorum.

8. ábra. Kopernikusz hivatkozása Al-Battānira.

Észrevette, hogy a Nap–Föld-távolság változó. Évtizedeken keresztül figyelte a Nap, a Hold és az akkor ismert bolygók (Merkúr, Vénusz, Mars, Jupiter, Szaturnusz) mozgását. Ezen kívül nagy pontosságú trigonometriai táblázatokat is készített. Pontosította Ptolemaiosz adatait, amelyekből numerikus táblázatokat készített. Ezek segítségével a csillagászok előre tudták jelezni például a Nap, a Hold és a bolygók égi mozgását. 489 csillagot katalogizált. Leghíresebb munkája a *Kitāb al Zij*, amelyet először 1116-ban fordítottak le latinra.

Kopernikusz – évszázadokkal később – Al-Battānī sok mérési adatát felhasználta elmélete kidolgozásánál és hivatkozik is rá híres, *Astronomia Instaurata* könyvében, többek között a 188. oldalon (8. ábra) [7]. Érdeklődéssel tanulmányozta Al-Battānī munkáit a hazánkban is ismert, Mátyás királyunk udvari csillagász *Regiomontanus*, továbbá *Brabe*, Kepler és Galilei is.

A korszak többi tudósához hasonlóan Alhazen is sokféle tudománnyal foglalkozott. Mint azt korábban írtuk, munkássága – ahogy a legtöbb korabeli tudósé – nem csak az optika területén volt fontos, hanem az asztrológiában is. 1025 és 1028 között írta az *Al-Shukūk ‘alā Baṭlamyūs (Kétségek Ptolemaiosszal kapcsolatban)* című munkáját. Vagyis saját megfigyeléseire alapozva kétségesnek tekintette Ptolemaiosz geocentrikus modelljét, mintegy kritizálva azt. Egyértelműen kimondta, hogy Ptolemaiosz elmélete hibás, nem lehet

9. ábra. Perzsa tudósok pavilonja (Király Márton felvétele).



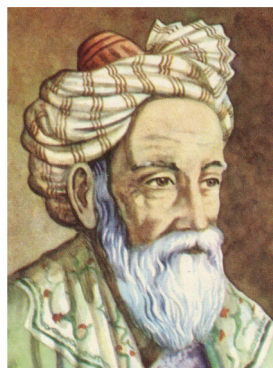
igaz. És ezzel mintegy „kutatósi programot” adott a következő nemzedékek tudósainak. A jelenségek következetes matematikai leírására törekedett, amely egyezik a tapasztalattal is. A csillagászat esetében erre Newtonig kellett várni.

Perzsa Tudósok Pavilonja

2009-ben Irán szoborcsoportot ajándékozott a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (NAÜ) bécsi székhelye számára. Itt sok ország, az összes

tagállam, számtalan jellegzetes képzőművészeti alkotásai kerülnek kiállításra. Ez a szoborcsoport kiemelt helyen található. Míg a többi műalkotás a főépület különböző emeletein látható, addig ez, a *Perzsa Tudósok Pavilonja*, egy kisebb park közepén kapott helyet (9. ábra). A kompozícióban négy perzsa tudós teljes alakos, életnagyságú ülő szobra van: *al-Razī*, *Khayyām*, Avicenna és al-Bīrūnī.

Abū Bakr Muhammad ibn Zakariyyā al-Rāzī, latinosan *Rasis* (854, Rey – 925, Rey) a szisztematikus kémiai kísérletezés úttörőjének tekinthető. Tőle származik az anyagok első olyan osztályozási rendszere, amelyet kísérletek, megfigyelések alapján állítottak fel. Számos kémiai anyagot állított elő, közöttük sok gyógyhatásút is. Emellett számos laboratóriumi eszközt, eljárást fejlesztett ki. Ilyen például a desztillálás művelete, a lombik és a retorta. Előállított petróleumot, kerozint, szilárd állapotú szappant stb. Felismerte a szublimáció folyamatát.



Omar Khayyām, teljes nevén *Ghiyāth ad-Dīn Abū'l-Fatḥ ‘Umar ibn Ibrāhīm Al-Khayyām Nīshāpūrī* (1048, Nishapur – 1131, Nishapur) matematikusként és költőként tartják nyilván, de rendkívül sok dologgal foglalkozott. Többek között demonstrálta, ahogy szerinte a Föld forog a tengelye körül. Sőt, bizonyos források szerint nem tartotta kizártnak, hogy Napközéppontú az Univerzum. Fő munkássága algebrai problémák megoldása, például az általános módszer megadása a harmadfokú egyenletek megoldására. Perzsiában naptárreformot hajtott végre. 1970 óta Holdkráter viseli a nevét, 1980 óta pedig a 3095-ös kisbolygó.

Avicenna és al-Birūnī barátságban voltak, rendszeresen leveleztek. Életük során sok helyen megfordultak, amely területek ma különböző államokhoz tartoznak. A volt Szovjetunió területén is éltek, ezért róluk sok orosz nyelvű írás található. Több volt szovjet tagállam is sajátjának tekinti őket, ápolják emléküket, ilyen Tádzsikisztán, Türkmenisztán, Kazahsztán, Üzbegisztán. De Irán is sajátjaként gondol rájuk, ezért kerültek a már említett szoborcsoportra.

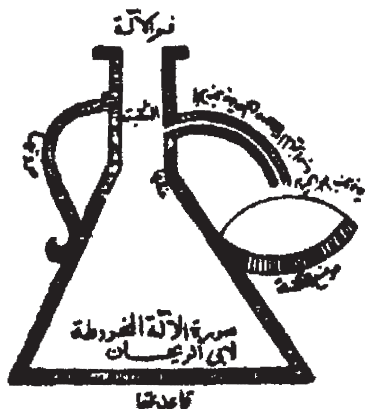


Abū Rayḥān Muḥammad ibn Aḥmad Al-Bīrūnī 973 – 1048 között élt. A mai Üzbegisztán területén lévő Kath városában született (ez akkor a Khwarazm birodalom területe volt), és a mai Afganisztán területén lévő Ghazniban (akkor Ghaznavid birodalom) halt meg. Úgy tekintenek rá, mint az egyik legkiválóbb és legsokoldalúbb iszlám tudósra.

Nemcsak a mai értelemben vett természettudományok és a matematika területén volt jártas, hanem történészként, földrajzi szerzőként, sőt filozófusként is komoly műveket alkotott. Összehasonlító vallástörténeti munkát is írt, illetve a geodézia megalapítójaként is tisztelik, és az egyik legkiválóbb asztronómiai munka szerzője.

Avicennával váltott levelezéséből tudható, hogy nem értett egyet Arisztotelész több elképzelésével, mint például azzal, hogy a testek a „természetes helyük” felé igyekeznek. A gyorsulás fogalmát megsejtette, és összefüggésbe hozta a változó mozgásokkal. A mozgó test helyzetének leírásához a derékszögű koordináta-rendszerhez hasonló konstrukciót képzelt el, amelyben egy pont helyét három koordináta jellemzi. Lehetőségként vetette fel, hogy a Föld forog a tengelye körül, és hogy esetleg a Nap körül kering. De Avicennával leveleztek a hő és a fény mibenlétéről is. A fényt véges sebességű részecskék áramának gondolták. A sebességüket pedig jóval nagyobbnak feltételezték, mint a hang sebessége.

10. ábra. Ezt az eszközt használta Al-Birūnī. A folyadékszint állandó maradt, mivel a felesleg a nyíláson kifolyt egy edénybe. A kiszorított víz tömege arányos a test térfogatával.



Al-Birūnī – a korszaknak megfelelően – sokféle tudományos kérdéssel foglalkozott. Sűrűségmeghatározási módszert dolgozott ki, amely hidrosztatikai elvek szerint működött (10. ábra). Tőle származik az a gondolat, hogy egyforma térfogatú testek tömegeit kell összehasonlítani. Összesen 18 ásvány, elem, vegyület, ötvözet sűrűségét határozta meg, mint például arany, ezüst, ólom, ón, bronz, réz, vas és higany. Ez fontos volt abban az időben is, és még sokáig a fémek tisztaságának vizsgálatánál. Az aranypénz ezüsttartalmára például a sűrűsége alapján következtettek, amely módszer elvi alapjai Arkhimédészig nyúlnak vissza [8].

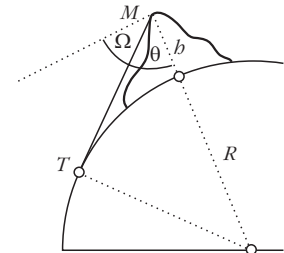
Al-Birūnī módszert dolgozott ki a Föld méretének meghatározására is, a mérést egy magas hegy tetejéről kell végezni [9].

$$90 - \Omega = \theta,$$

$$(R + b) \sin \theta = R.$$

Amiből következik:

$$R = \frac{b \sin \theta}{1 - \sin \theta}.$$



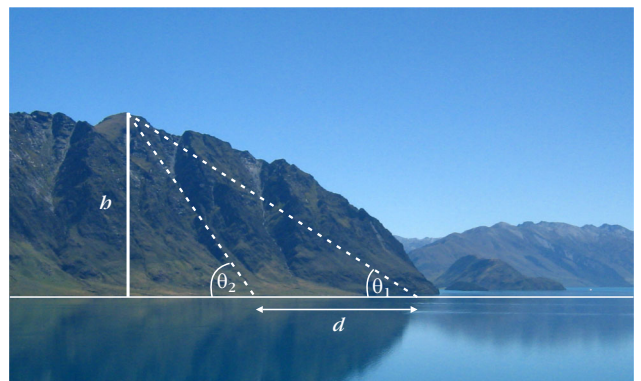
Amennyiben ismerjük a hegy magasságát, akkor a Ω szög ismeretében egyszerűen kiszámítható a Föld sugara. Az Ω szög azonban elég kicsi, ezért θ közel van a 90° -hoz, amelynek szinusza közel van az 1-hez. Ezért nem volt elegendő a megfelelően pontos mérések elvégzése az adatok interpretálásához/kiértékeléséhez. Szükségesek voltak több jeyre pontos függvénytáblázatok is, amelyek akkor már rendelkezésre álltak.

Először meg kell határozni a hegy magasságát (11. ábra). Ehhez két szöget és egy távolságot kell meghatározni. Al-Birūnī két, tengerszinten lévő pontról mérte meg egy hegy magasságát. A nevezetes hegy a Pandzsáb régióban található (jelenleg Pakisztán és India területén helyezkedik el).

A meghatározás a következő: jelöljük x -szel a d szakasz mellett, a b magasságra merőleges szakaszt! Ekkor felírhatjuk a két szög tangensét a következőképp:

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{b}{d+x} \quad \text{és} \quad \operatorname{tg} \theta_2 = \frac{b}{x}.$$

11. ábra. Al-Birūnī módszere egy hegy magasságának meghatározására.



A másodikból fejezzük ki x -et, és helyettesítsük be az első egyenletbe. Az első egyenletben ekkor már csak a h , a hegy magassága ismeretlen. Ez a következő összefüggéssel számítható:

$$h = \frac{d \operatorname{tg} \theta_1 \operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1}.$$

Tehát a méréshez három szöget (θ_1 , θ_2 és Ω), valamint egy hosszúságot (d) kell ténylegesen megmérni.

A módszer érdekessége és fontossága az, hogy gyakorlati problémát lehetett megoldani a lényegében a görögök által megalkotott elméleti matematikai rendszer segítségével. A matematikai rendszer itt a geometria volt, ezen belül a háromszögek tanulmányozása és a korszak új tudományos teljesítményét jelentő szögfüggvények nagy pontosságú táblázatai. Vagyis az elméleti matematikai ismeretek felhasználása segítségével új tudáshoz lehetett jutni magáról a természetről.

A természet megismeréséhez tehát különböző méréseket kell elvégezni. Ez után további információra lehet következtetni a kapott adatokkal végrehajtott tervszerű matematikai műveletek segítségével. Ilyen például az, ha valamilyen test nagyságára (Föld) lehet következtetni, amelyet közvetlenül nem tudunk megmérni. Vegyük észre, hogy ez az ismertett szisztéma már nagyon hasonló ahhoz, amit napjainkban tudományos megismerésnek nevezünk.

Abū 'Alī al-Ḥusayn ibn 'Abd Allāh ibn Al-Hasan ibn Ali ibn Sīnā, latinosan Avicenna (980, Afsana – 1037, Hamadán) perzsa orvos – az iszlám egyik leghíresebb és legnagyobb hatású filozófusa. Különösen az arisztotelészi filozófia és az orvosi jellegű tudományok területén való jártasságáról ismert. Ő írta a *Kitāb al-Sifāt* (A gyógyítás könyve), amely lényegében egy hatalmas filozófiai és természettudományos enciklopédia. Ezt már a XII. században részben lefordították latinra és Avicenna a legfőbb orvosi tekintély lett több évszázadon át [10].

Mint azt már írtuk, Avicenna baráti kapcsolatban volt al-Birūnival, leveleztek is. Leveleikben olyan kérdéseket beszéltek meg, mint a Világegyetem felépítése, a testek szabadesésének törvénye, a fény (véges sebességű részecskék) és a hő mibenléte.

Al-Birūni a maga nézeteit kísérletekre hivatkozva támasztotta alá, és a „kísérletes tudomány” eredményeit szembeállította az elvont okfejtésekkel.

Válaszaiban Avicenna inkább Arisztotelész védelmezőjeként és kommentátoraként érvelt. A mozgás esetében Avicenna felhívta a figyelmet a közegellenállás szerepére. Arisztotelészhez hasonlóan azt gondolta, hogy a mozgás fenntartásához állandó erőhatás szükséges, amely azonban folyamatosan mintegy el-



12. ábra. Avicenna orvosi könyvének 1566-os latin fordításából, a gerincdeformitás gyógyítása.

használódik a közegellenállás miatt. A mozgás leírásához egy, a későbbiekben impetusnak nevezett fogalmat alkotott. Ténylegesen nem tudni, hogy *Jean Buridan* (1295–1363) francia filozófus ismerte-e Avicenna fenti elképzeléseit, amikor megalkotta e fogalmat.

Al-Andalúz, az arab Hispánia öröksége

Mint azt a bevezető részben említettük, az iszlám hatás jelen volt az ezredforduló Európájában is, a kontinens dél-nyugati félszigetén, a mai Spanyolország és Portugália területén. Eppen ez az időszak volt az, amikor a keresztények elkezdték lassan visszafoglalni az európai területeket. Ám ez nem volt akadálya a tudomány virágzásának, és az azzal kapcsolatos nagyszabású fordítói tevékenységnek [11].

A korszak és a térség egyik meghatározó egyénisége volt *Abū Isḥāq Ibrāhīm ibn Yahyā al-Naqqāsh al-Zarqālī*, aki *al-Zarkali* vagy *Ibn Zarqala* (1029, Toledo – 1087, Sevilla) néven ismert. Muszlim tudós volt, és többek közt nagy hatást gyakorolt a további generációk asztronómiai munkásságára is. Latinosan *Arzachel* vagy *Arsechieles*



néven volt híres. Toledóban élt és dolgozott, majd élete vége felé Córdobaba ment. A Holdon krátert neveztek el róla Arzachel néven.

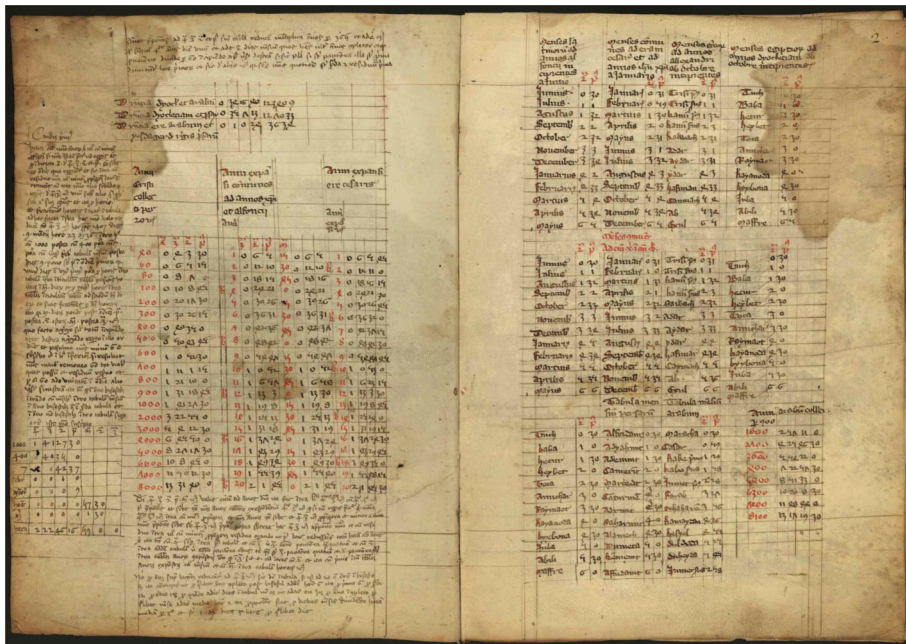
A csillagászzal is foglalkozó al-Zarqalī (többekhez hasonlóan) igen pontos méréseket végzett. Erre a saját készítésű asztrolábiumok adtak lehetőséget. Európában nagy érdeklődés kísérte e csillagász *Toledói táblák* című művét, ahogyan több korabeli muszlim csillagászati táblázatot és kézikönyvet is. Ennek oka az volt, hogy a Karoling-korban tudományos vita dúlt a keresztény naptárkészítésről. Az idő és az ünnepek dátumának pontosabb meghatározása érdekében szükség volt a minél pontosabb csillagászati táblázatokra, még akkor is, ha azokat nem keresztény, hanem arab tudósok készítették. Az csillagászati megfigyeléseket ezen kívül motiválta a minél pontosabb tájékozódás igénye is, különösen a hajósoknál. A *Toledói táblákat* Kolumbusz Kristóf idejéig használták idő- és helymeghatározásra egész Európában.

Al-Zarqalī írt egy – mára már elveszett – elméleti munkát is, ez a Napról és a bolygómozgásokról szólt. Az ehhez készített vázlatrajzaiban jóval Kepler előtt a bolygók Föld körüli mozgásának leírásához *elliptikus alakú* pályákat is rendelt. De ezt nem alkalmazta, csak egy ötlet volt.

Al-Zarqalī táblázatait továbbfejlesztve készítették el a 13. században az úgynevezett *Alfonz táblázatok*. Ezt ötven keresztény, arab és zsidó csillagász dolgozta ki X. Alfonz kasztíliai király kezdeményezésére (13. ábra).

Hispaniával foglalkozó részünkben meg kell említeni *‘Abū l-Walīd Muḥammad Ibn ‘Aḥmad Ibn Rusd*, latinos formában *Averroës* (1126, Córdoba – 1198, Marrákes), középkori andalúziai polihisztor is. Őt sokszor csak egyszerűen a „Komentátor” néven szokták említeni Arisztotelész munkáihoz írt megjegyzései miatt. Ezek rendkívül fontosak voltak a középkori Európában Arisztotelész munkáinak tanulmányozásához és értelmezéséhez.

Averroës tizenegy éven keresztül dolgozott *Jaakub al-Manszur* kalifa cordobai udvarában. A kalifa ez után azonban száműzte a tudóst: először egy Córdoba közeli kis helyiségbe, majd végül Marokkóba, ahol haláláig élt. A száműzetés oka az volt, hogy a filozó-



13. ábra. Részlet Al-Zarqalī *Toledói táblák* műve alapján készített *Alfonz táblázatok*kól.

fus ellenfelei sikeresen befolyásolták az uralkodót intrikákkal. A vád szerint Averroës az ókoriak filozófiáját művelte az igaz hit rovására.

Ismét Perzsia

Tanulmányunk záró részében ismét Perzsiába térünk vissza. Egy olyan tudósról szólunk, akinek mintegy átvezető szerepe volt az iszlám aranykor és a korszakot lezáró mongol invázió között. Valamint asztronómiai tevékenysége jelentős hatást gyakorolt Kopernikusz későbbi munkájára is.



Abū Jafar Muḥammad Ibn al-Ḥasan Naṣīr al-Dīn al-Ṭūsī (1201–1274). Tus városában született (jelenleg Irán) és Bagdadban halt meg. Korának többi tudósához hasonlóan ő is polihisztor volt. A matematika különböző ágaiiban, de az orvostudományban is otthonosan mozgott. Apja és nagybátyja is tudósok voltak.

Al-Ṭūsī és munkatársai a Ptolemaiosz-féle modell ekvansát (Ptolemaiosz az észlelt változó sebességeket akarta figyelembe venni, emiatt tovább módosította a Hipparkhosz-féle modellt az *ekvans kör* és annak középpontja, az *ekvans pont* (kiegyenlítő pont) bevezetésével) akarták kiküszöbölni. Ez sikerült az úgynevezett Tusi-köröknek nevezett konstrukcióval. Ám még az ő esetükben is a Föld volt az egész rendszer középpontjában. Valamint ellipszisek helyett köröket használtak a leíráshoz.

A Tusi-körök két kört jelentenek, amelyek átmérő 1:2 módon aránylanak egymáshoz, és alkalmasak



14. ábra. A Tusi-körök eredeti forrása.

egyenes vonalú ide-oda mozgás leírásához. A kis és a nagy kör szögsebesség-arányának megválasztásával elérhető, hogy egyenletes legyen az adott pont ide-oda mozgása a nagykör átmérője mentén (14. ábra).

16. ábra. Al-Tūsī csillagászati kutatóközpontjában.



A bolygó a kis kör kerületén mozog. A kerület vízszont úgy mozog, hogy érinti a nagy kör egy pontját, illetve a nagy kör középpontját. Így a bolygó ténylegesen a nagy kör átmérőjén végez ide-oda egyenes vonalú mozgást. Ez azért volt fontos, mert a bolygók mozgásának előrejelzéséhez szükség volt ilyen jellegű mozgások beiktatására is. Ezt a konstrukciót vette át évszázadokkal később Kopernikusz is.

Alamutban volt az eredeti „kutató központ”, ahol al-Tūsī dolgozott. Majd a mongol támadás után az új uralkodó új csillagászati központot építtetett számára (15. ábra). Ez Meraghában, a mai Azerbajdzsán területén volt. Az előzőhöz hasonlóan ez is valóságos kutatóintézeté vált, amelyhez iskola is tartozott. Könyvtárában 40 ezer könyvet őriztek. Táblázataiban al-Tūsī (*Zij-i Ilkbānī*, Ilkhan csillagok) az előző korokkal összehasonlítva sokkal távolabbi időpontokra tudtak előrejelzéseket tenni a bolygók, a Nap és Hold helyzetére vonatkozóan. Ezeket a táblázatokat az új uralkodó számára dedikálta. Ezen műveivel ténylegesen előkészítette a már Európában kibontakozó tudományos reneszánsz forradalmát. Fent említett táblázatai a 15. századig igen népszerűek voltak.

Al-Tūsī fontos megállapításai közé tartozik még az anyagmegmaradás elve. Úgy gondolta, hogy az anyagok csak megváltoznak, átalakulnak, de nem tűnhetnek el.

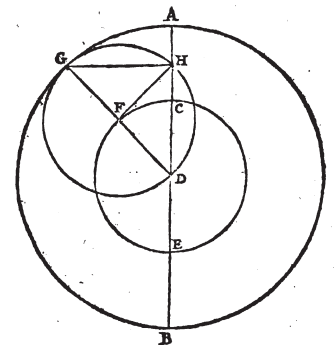
Kopernikusz számára a Merkúr mozgásának leírásához kellettek a Tusi-körök, mivel ennek pályája tér el leginkább a körtől, a pálya extrencititása 0,2. A többi bolygó esetében ez jóval 0,1 alatt van. A Merkúr mozgásának leírásához ezért Kopernikusznak fel kellett vennie még egy egyenes vonalú ide-oda mozgást is fél Merkúr éves periódussal (16. ábra). Ám ezt is körökkel akarta visszaadni. Ehhez két egymásba rajzolt kört

16. ábra. Kopernikusz említett könyvének 157. oldalán látható Tusi-kör az AB pontok közti egyenes vonalú, állandó sebességű ide-oda mozgás leírására.

C A P. III.

Quomodo motus reciprocos sive librationis ex circularibus constet.

Quod igitur iste motus apparentijs consentiat amodo declarabimus. Interim vero quaeret aliquis, quonam modo possit illarum librationum aequalitas intelligi, cum a principio dictum sit, motum caelestem aequalem esse, vel ex aequalibus ac circularibus compositum. Hic autem utrobique duo motus in uno apparent sub utrisque terminis, quibus necesse est cessationem intervenire. Fatebimur quidem geminatos esse, at ex aequalibus hoc modo demonstrantur. Sit recta linea A B, quae quadrifariam secetur in C D E signis, & in D describantur circuli homocentri, ac in eodem plano A D B, & C D E, & in circumferentia interioris circuli assumatur utcumque F signum, & in ipso F centro, intervallo vero F D circulus describatur G H D, qui



in ipso F centro, intervallo vero F D circulus describatur G H D, qui

használt. A belső kis kör kerületén van a nagyobb epikulus (lásd a cikk első felében) középpontja. Vagyis a nagy kör kétszer akkora átmérőjű, mint a kicsi.

Összefoglalás

Elmondhatjuk, hogy az iszlám aranykorban az arab hódítások területén élt tudósok áldozatos munkája nagymértékben hozzájárult mai modern világképünk kialakulásához. Munkájuk nélkül Európában nem lehetett volna reneszánsz, felvilágosodás és később ipari forradalom. Bemutattuk, hogy az iszlám tudomány mennyire nyitott volt a korábbi népek kultúrája iránt. Vázoltuk néhány, a vizsgált korszakban élt tudós munkásságát, életének főbb állomásait és a későbbi európai tudományra való hatását, mint Alhazen, al-Battānī, al-Bīrūnī, al-Ťūsī. Ezzel mintegy alátámasztottuk azt a bevezető sorokban megfogalmazott állítást, hogy az iszlám területen élt tudósok nem csak egyszerűen magukba olvasztották a görög tudományos gondolkodást (amely maga is rendelkezett egyiptomi, babilóniai, indiai alapokkal), hanem azt jelentősen továbbfejlesztették. Erre a tevékenységre vallásuk is támogatást nyújtott: elősegítette, nem korlátozta a tudományos gondolkodás szabadságát.

A kínai tudományra jelen írásunkban nem tértünk ki, bár kétségtelenül az is hatott mind az iszlám, mind pedig az európai tudomány és technika fejlődésére. Az azonban ténylegesen külön világ volt: nem a görög világkép folytatása, kevésbé rendszerező jellegű, a kapcsolat pedig esetleges, bár fontos (például papír, iránytű).

Az iszlám aranykor hanyatlásának lehetséges okai: elsőként a mongol hódítást lehet megjelölni, amelyhez konkrét dátumot is szoktak kötni, 1258 Bagdad eleste. A későbbiek során az iszlám aranykor hanyatlását fokozta az európai könyvnyomtatás megjelenése, ehhez ugyanis a latin betűk sokkal jobban illeszkedtek az arab betűknél. Ez a tény mintegy információs robbanást idézett elő a korszakban, ami csak Európában következett be, az iszlám területeken nem. Az információs robbanás következtében a 16. században az ókori görög írások már szinte teljességé-

ben ismertek lettek Európa-szerte. Az írások az azokra épülő *iszlám kutatásokkal együtt* terjedtek el. A tudományos forradalom végül itt következett be.

Tehát az európai tudósok ismerték az arab nyelven írt munkákat, elsősorban azok latin fordításainak köszönhetően, és ezek „megtermékenyítették” gondolkodásukat. Viszont akkoriban nem volt szokás a forrásokra olyan mértékben és egyértelműen hivatkozni, mint napjainkban. És Európában ezt követően már szinte csak az európai utódokra történtek hivatkozások. A tankönyvek tudománytörténeti utalásai is csak rájuk vonatkoznak. Bízunk benne, hogy ezen írás segítségével abban, hogy ez a gyakorlat megváltozzon!

Valamint megemlítendő, hogy erőteljesen generálta az iszlám aranykor hanyatlását az is, hogy Kolumbusz felfedezését követően megkezdődtek az európai hódítások, ezzel együtt történt az anyagi források átcsoportosulása az atlanti térségbe. A gyarmatosítás során lenéztek a meghódított kultúráját, így az itt felvirágzott tudomány világát mintegy eltiporták, hiszen az nem latin (európai), hanem mint irtuk arab, illetve iszlám alapokon nyugodott. A gyarmatosítás alól felszabadult államok mostanában kezdik felfedezni korábbi, a gyarmatosítás korában mintegy elveszett tudományos múltjukat.

A fenti korszaknak már hatalmas irodalma van. Hivatkozásként, a mai kor igényeinek megfelelően, internetes címek szerepelnek, hogy ezekre kattintva könnyen további információkat tudjanak szerezni. A diákok számára is érdekes kutatási témákat lehet adni a vizsgált érdekes korszakból.

Néhány hivatkozás

1. <http://legacy.fordham.edu/halsall/med/nasr.asp>
2. Fuchs W. R.: *Mielőtt a Föld „mozgásba jött”*. Minerva, Budapest, 1978.
3. Gamov G.: *A fizika története*. Gondolat Kiadó, Budapest, 1965.
4. <http://www.osa-opn.org/Content/ViewFile.aspx?id=10890>
5. <http://www.encyclopedia.com/doc/1G2-2830901904.html>
6. Simonyi Károly: *A fizika kultúrtörténete*. Gondolat Kiadó, Budapest, 1978.
7. <http://www.rarebookroom.org/Control/coprev/index.html>
8. <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1312/1312.7288.pdf>
9. <http://esestuske.geo.info.hu/?p=873>
10. Vera Alekszejevna Szmirniva-Rakityina: *Avicenna*. Kossuth Könyvkiadó, Budapest, 1980.
11. <http://kerikata.hu/publikaciok/text/toledoelmei.pdf>



A híres emberekről illik is, szokás is megemlékezni születésük vagy haláluk centenáriumán.

Csupán hazai hírességekre szorítkozva: *Simándy József* századik születésnapját nemzetközi részvételű énekversennyel ünnepelte a zenésztársadalom. A képzőművészek *Somogyi György* szobrászra, az irodalmárok *Vésci Endre* íróra emlékeznek, a színészek pedig *Somogyvári Rudolf* emlékét elevenítik fel. A budapesti piaristák nemrég megnyílt jubileumi kiállításukkal adóznak száz éve született híres fizikatanárunk, *Kovács Mihály* emlékének. A külföldiek közül említhetnénk *Yebudi Menuhin* hegedűművészt, *Gregory Peck* színészt, vagy a híres politikusok közül *François Mitterrand*, esetleg a tragikus sorsú *Aldo Moro* nevét. Mindannyiukról megemlékezik a múltját tisztelő mai kultúrközösség.

És a tudósok? A 100 éve született tudós fizikusok és csillagászok? Rájuk ki figyel?

Ők éppen 23 évesek voltak, amikor kitört a második világháború. Akkoriban diplomáztak, kezdhették volna ígéretes pályafutásukat. Ehelyett esetleg katonai besorozás várt rájuk, szerencsés esetben valamilyen katonai kutatóintézet, ahol azonban nem az emberek boldogulására, hanem az ellenség megsemmisítésére alkalmas eszközök, harci gépek kifejlesztésében, legjobb esetben ezek elhárítására alkalmas technikák (radar) kidolgozásában kellett részt venniük, tudásukat, tehetségüket kamatoztatniuk. Van, akinek még a hidrogénbomba kifejlesztésében is sze-

repe volt... Így vagy úgy, mindannyiuk életét befolyásolta a második világháború.

És akik 100 éve haltak meg, azok haláláért mennyiben volt felelős az első világháború? A háborúban elesett tudós katonák mennyi mindent tehetek volna még a tudomány, de az egész emberiség javára, ha túléltek a háborút? Voltak persze idős kort megérett hölgyek és urak is, akik hosszú életének lezárását jelentette 1916. *Ferenc József* osztrák császár és 1867-ben megkoronázott magyar király 1916. november 21-én, az általa (is) kirobbantott világháború kellős közepén, 86 éves korában távozott az élők sorából, az 1848/49-es szabadságharc dicső hadvezére, *Görgey Artúr* pedig 98 éves volt már, amikor meghalt 1916. május 21-én. (Ferenc József tehát pontosan fél évvel élte túl a nála 12 évvel idősebb *Görgey Artúr*t – 1848-ban *Ferenc József* 18, *Görgey Artúr* 30 éves volt...)

A most újtárra induló IN MEMORIAM... rovatunk első írásában öt olyan fizikus életét elevenítjük fel, akik 1916-ban haltak meg. Először az Osztrák–Magyar Monarchiát csaknem végigélt két tudósra: egy osztrákra és egy magyarra emlékezünk, majd a 19. századi Franciaország egy jellegzetesen univerzális érdeklődésű, hazánkban mégis kevésbé ismert tudósának életét villantjuk fel. Végül két olyan tudós tragikusan rövid életét tekintjük át, akik egyértelműen az első világháború áldozatai voltak. Egyikük német, a másik magyar volt...

Radnai Gyula

CENTENÁRIUMI MEGEMLEKEZÉSEK, 2016 – 1. RÉSZ

– akik száz éve mentek el

Radnai Gyula

ELTE, Fizikai Intézet

Mérvadó fizikus az Osztrák–Magyar Monarchiában: Ernst Mach (1838–1916)¹

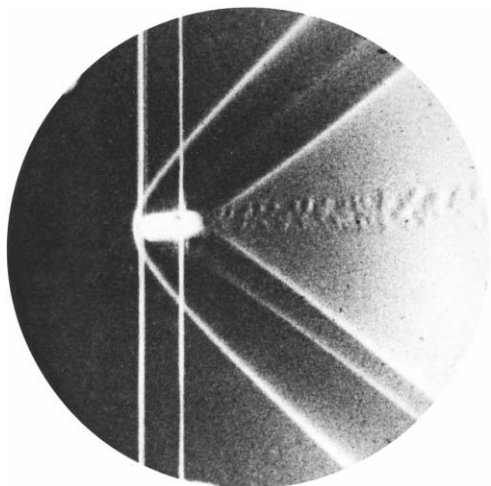
A morvaországi Brünn melletti kisvárosban született, amely ma már Brno egyik kerülete. Édesapja *Jobann Mach* gyakorlati ember volt, otthon selyemhernyó-

tenyésztéssel foglalkozott. A prágai Károly-Ferdinánd Egyetem filozófiai karának elvégzése után gazdag családoknál vállalt házitanítói állást, s így megengedhette magának, hogy fiát tizennégy éves koráig otthon tartva és tanítva ne járassa se állami, se egyházi iskolába. Édesanyja *Josephine Lanhaus*, zene- és költészetkedvelő hölgy volt, aki fiát és két lányát a művészet szeretetére nevelte. *Ernst Mach* középiskolába egy évig a bencésekhez, majd három évig a piaristákhoz járt, ezután lett a Bécsi Egyetem hallgatója. Itt matematikát, fizikát és filozófiát tanult, közben egy szemesztert töltött az orvosi fiziológia tanulmányozásával. Érdeklődése már ekkor az emberi érzékelés pszicho-fiziológiájára fordult, magasra téve az emberi tapasztalatok elméleti értelmezése iránti igényesség szintjét.



Radnai Gyula ny. egyetemi docens, a fizikai tudományok kandidátusa, matematika-fizika tanári szakon végzett 1962-ben. Az ELTE Kísérleti Fizika tanszékén kapcsolódott be a tanárképzésbe, a fizika hazai kultúrtörténetének kutatásába pedig *Simonyi Károly* ösztönzésére fogott a '70-es években. *Physics in Budapest* című – *Kunfalvi Rezső*vel közös – könyve, valamint a *Fizikai Szemlében* és a *Természet Világában* megjelent számos, ma már az interneten is elérhető publikációja hitelesíti ezt a tevékenységét.

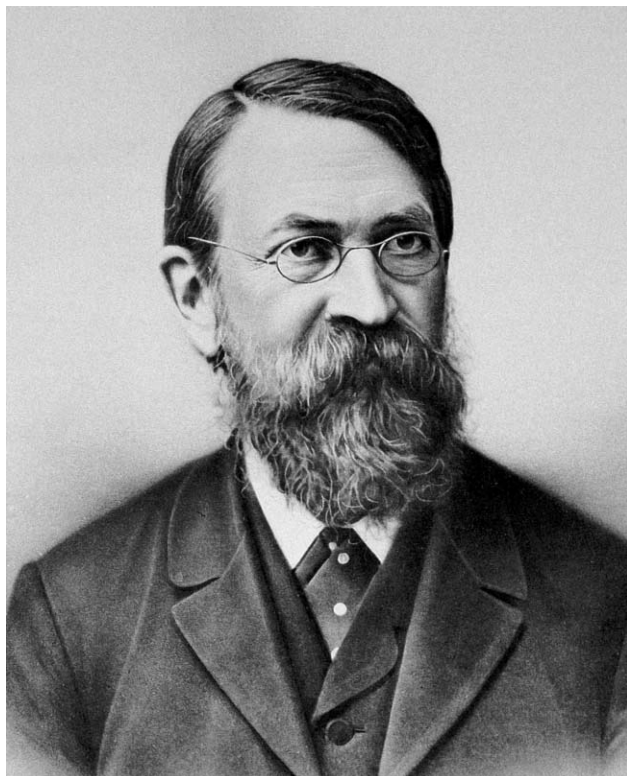
¹ Lásd még a szerző cikkét a *Fizikai Szemle* 2016/3. számában.



Hangsebesség fölött repülő puskagolyó és a lökéshulláma, Ernst Mach felvétele 1888-ból.

Diplomájának megszerzése után bent maradt az egyetemi fizikai intézetben, amelynek nem sokkal előtte *Christian Doppler* (1803–1853), akkoriban pedig *Andreas von Ettingshausen* (1796–1878) volt az igazgatója. Sikeresen doktorált 1860-ban, 22 éves korában az elektromos kisülések és az elektromágneses indukció aktuálisan izgalmas témaköréből. Utána intenzíven foglalkozott a hangtani és a fénytani Doppler-effektus kísérleti tanulmányozásával. A fizikai intézetben elért eredményeit Ettingshausen közvetítésével egyenesen a Bécsi Tudományos Akadémiához juttatta el, sikeresen alapozva meg ezzel tudományos hírét, későbbi szakmai tekintélyét.

Ernst Mach 1900-ban.



Az Ettingshausen mellett töltött három év után következett három év a Grazi Egyetemen, amelynek végén megnősült, elvette a nála hét évvel fiatalabb *Ludovica Marussigot*, majd sikeresen pályázta meg a prágai Károly-Ferdinánd Egyetem kísérleti fizika tanszékét. Négy fiúk és egy lányuk született, mindegyikük Prágában.

A Prágában töltött 28 év politikai viharokkal volt terhes: a cseh függetlenségi törekvések különösen az 1867-es osztrák–magyar kiegyezés után erősödtek fel, mígnem 1882-ben az egyetem kettévált: létrejött a cseh oktatási nyelvű Károly Egyetem és a német oktatási nyelvű Ferdinánd Egyetem. Mach az 1879/80-as tanévben még a közös egyetem rektora volt, de már ekkor folytak tárgyalások a szétválásról, s 1882 és 1884 között Mach lett a megalakult önálló Ferdinánd Egyetem első rektora. (1910-ben ugyanez a prágai Ferdinánd Egyetem ajánlott fel először *Einsteinnek* professzori állást, aki azt elfogadta, majd 1912-ig be is töltötte. Így lett Einstein az Osztrák–Magyar Monarchia állampolgára.)

A kísérleti fizika tanszéken Prágában Mach főleg optikai kísérletezésben jeleskedett. Ebben nagy segítségével lett később elsőszülött fia, *Ludwig Mach* (1868–1951), a Mach–Zehnder-interferométer egyik feltalálója. Együtt dolgozták ki azt a schlieren-technikát, amellyel a hangnál sebesebben haladó lövedék által a levegőben keltett lökéshullámot sikerült lefotózniuk. Mára már az egyik ilyen fénykép szemléletes szimbólumává vált annak az aerodinamikai elméletnek, amelyet Ernst Mach a hangsebességnél gyorsabb mozgások tárgyalására kidolgozott. Így került sor a Mach-szám bevezetésére. Mach nemcsak jó kísérletező, de kiváló elméleti fizikus és élvezetes előadó is volt. Számos könyvet publikált, amelyekben többek között a newtoni klasszikus mechanikával szembeni kritikus véleményét is megfogalmazta. Ez adott később biztatást az ifjú Einsteinnek, hogy a tér és az idő fogalmát viszonylagossá tevő relativitáselméletét kidolgozza. Ekkor azonban Mach már nem Prágában, hanem Bécsben élt. Második fia, *Heinrich* 20 éves korában elkövetett öngyilkosságát követően már nem volt maradása Prágában. Elfogadta a Bécsi Egyetem meghívását, ahol „az induktív természettudományok történetének és elméletének” professzora lett 1895-ben. Két év múlva agyvérzést kapott, fél oldala megbénult, de szelleme sértetlen maradt. 1901-ben lemondott egyetemi állásáról, felsőházi tag lett a bécsi parlamentben, és két könyvet írt otthon: az egyikben filozófiai, a másikban geometriai gondolatait fejtette ki – egyikhez se volt szüksége kísérletezésre. 1913-ban feleségével együtt Ludwig fiúk vidéki házába költöztek, ahol újabb két könyve született. Az egyik még életében, a másik már csak 78 éves korában bekövetkezett halála után jelenhetett meg.

El lehet mondani, hogy Ernst Mach tartalmas életet élt: véleménye mérvadónak számított akkor is, amikor vitára ösztönzött, mert gondolkodásra, gondolkodásuk kritikai vizsgálatára készítette a fizikusokat és a filozófusokat.

A csillagászat és a meteorológia élharcosa Magyarországon: Konkoly-Thege Miklós (1842–1916)

Komárom vármegye eredetileg a Duna két oldalán terült el, középpontjában Komárom városával. Itt volt szolgabíró a 19. században bizonyos *Konkoli-Thege Elek* ógyallai földbirtokos. Gazdag ember volt, sikerült is elintéznie, hogy egyetlen gyermeke magántanulóként érettségizhessen a komáromi bencés gimnáziumban. A nemes ifjú, *Konkoly-Thege Miklós* először a pesti egyetem jogi karára iratkozott be, majd a következő tanévben már kísérleti fizikát hallgatott és tanult *Jedlik Ányostól*. Egy év múlva átment Berlinbe, ahol az egyetemen egy másik kiváló tanár, *Jobann Franz Encke* (1791–1865) csillagász tanítványa lett. Itt doktorált 1862-ben.

1863-ban megházasodott. *Madarassy Erzsébet* 1864-ben és 1870-ben is fiúgyermekkel ajándékozta meg, akik azonban korán meghaltak. A családi tragédia nyomán Konkoly-Thege Miklós a munkájába temetkezett. A megöröklött 1600 holdas ógyallai birtokon – Komáromtól csupán 10-12 kilométerre északra – csillagászati obszervatóriumot hozott létre és meteorológiai állomást létesített. Az obszervatórium több műszerét maga tervezte és készítette saját ógyallai műhelyében. Bolygók, üstökösök, meteorok észlelésével, a Nap megfigyelésével, csillagászati színképelemzéssel foglalkozott és tett szert nemzetközi tekintélyre.

Személyes kapcsolatot épített ki neves európai csillagászokkal, jól beszélt németül, franciául, angolul, olaszul. Odafigyelt a hazai tudományos utánpótlásra: nála kezdte pályáját és tanítványának mondhatta magát a szombathelyi *Gothard Jenő* (1857–1909), a bécsi egyetemen végzett *Kövesligethy Radó* (1862–1934), a csillagok hőmérsékletét a Planck-törvényre alapozva megállapító *Harkányi Béla* (1869–1932) és

Az ógyallai csillagvizsgáló az 1880-as években.



Konkoly-Thege Miklós

Tass Antal (1876–1937) hivatásos csillagász, aki 1916 után lett a csillagvizsgáló igazgatója.

Konkoly-Thege Miklós obszervatóriumát és birtokát 1899-ben a magyar államnak adományozta, hogy halála után is tovább működhessen az intézet, állami fennhatóság alatt. Egyetlen kikötése volt, hogy ameddig él, ő maradjon az igazgató. Akkor már három éve volt (és még hat évig maradt) Komárom megyei országgyűlési képviselő, szabadelvű programmal, és az 1890-es évek eleje óta ő volt az Országos Meteorológiai Intézet igazgatója.

1913-ban, egy évvel a háború kitörése előtt írta Konkoly-Thege Miklós az *Időjárás* hasábjain: „A csillagda tisztviselői kara jelenleg tehát: Igazgató: Konkoly Thege Miklós dr. min. tanácsos. Aligazgató: Kövesligethy Radó dr. egyet. tanár (1898 óta)... Az államosítás óta napról-napra észrevehetőleg gyarapodik az intézet... A m. kir. orsz. meteorológiai és földmágnességi intézet összes csillagászati eszközeit megkapta a csillagda, úgy, hogy ma a csillagdának összesen 11 kisebb-nagyobb kupolája van.”

1901-ben Ógyallán épült fel Európa egyik legnagyobb meteorológiai és geofizikai intézete. Ógyalla neve ma Hurbanovo, s ezek az intézetek ma is állnak és működnek. Az obszervatórium régi épületét kívülről felújították, Konkoly-Thege Miklós csillagászati műszerei azonban már nem találhatóak meg itt, mert ezek nagy részét 1918-ban Tass Antalnak sikerült elhelyeznie a svábhegyi új csillagvizsgáló intézetben, amely ma már a 74 éves korában Ógyallán elhunyt Konkoly-Thege Miklós nevét viseli, s Budapesten még az ide vezető utat is róla nevezték el.

Francia fizikus, filozófus, tudománytörténész: Pierre Duhem (1861–1916)

Édesapja flamand származású, klasszikus műveltségű kereskedelmi utazó volt, édesanyja katolikus polgári családból származott. Az 1870-es porosz–francia háborút, majd az 1871-es párizsi kommünt izgalmas körülmények között éltek túl, azonban 1872-ben újabb tragédia érte a családot: négy gyermekük közül ketten meghaltak diftériában. Ebben az évben írták be az addig otthon, magántanároktól tanuló *Pierre*-t egy párizsi katolikus kollégiumba. Egész tudományos pályafutása szempontjából döntő volt, hogy itt egy kiváló fizikatanár tanította, aki 1882-ben a kezébe adta *Hermann Helmholtz* (1821–1894) németül megjelent cikkét a kémiai folyamatok termodinamikájáról, valamint kapott tőle egy olyan francia ismeretterjesztő kiadványt, amely megismertette őt *Josiah Willard Gibbs* (1839–1903) *A heterogén anyagok egyensúlya* című, 1875-ben az Egyesült Államokban kiadott munkájával.

A kiváló matematikai képességekkel megáldott Pierre Duhem az Ecole Normale Supérieure felvételi-jén is a legjobbnak bizonyult, és később a hallgatók közül *Jacques Hadamard* (1865–1963) matematikus meghitt barátja lett. Még diplomája megszerzése előtt beadta doktori dolgozatát, ebben *Marcellin Berthelot* (1827–1907) kémikus kémiai reakciók lefolyására vonatkozó elméletét cáfolta meg. Bevezette a Helmholtz- és a Gibbs-féle termodinamikai potenciálokat, amelyekkel a Berthelot által vizsgált kérdések egzakt módon tárgyalhatók. A tudományosan és politikailag is tekintélyes Berthelot-nak azonban ez egyáltalán nem tetszett. Sikerült megakadályoznia, hogy a dolgozatot elfogadják, ezért 1887-ben csak egy egészen más, mágnességtani témából írt dolgozattal sikerült Duhemnek Lille-ben doktorálnia.

Berthelot politikailag stabil pályát futott be, 1886–87-ben ő volt az oktatási miniszter Franciaországban... A továbbiakban is „figyelemmel kísérte” Duhem tudományos pályafutását, és sikerült elérnie, hogy Duhem sohasem lett Párizsban egyetemi tanár: 1887–93-ban Lille-ben, 1894–1916 Bordeaux-ban tanított az egyetemen. Közben több mint 25 könyvet és több mint 400 tudományos cikket publikált, megszállottan hitt a termodinamika mindent átható erejében.

Érdeklődése kiterjedt a fizika történetére és filozófiai kérdésekre is, ezekben Machéhoz hasonló álláspontra helyezkedett. Az empirizmus híve volt, amely szerint a világ rendezett, de törvényei pusztán fogalmilag nem ragadhatók meg, elkerülhetetlenül szükség van a kísérletekre. Az instrumentalizmus szerint a fizikai elméletek az ember tájékozódási eszközei csupán – ez is szimpatikus volt az elméleti fizikus Duhem számára.

Kutatta az újkori fizika középkori előzményeit, ennek során hívta fel a figyelmet *Jean Buridan* (cca. 1295–1363), *Nicole Oresme* (cca. 1323–1382), *Roger Bacon* (cca. 1220 – cca. 1292) munkásságára. A kép-



Pierre Duhem

zóművészet iránt is érdeklődött, maga is szívesen festetett. Külön figyelmet fordított *Leonardo da Vinci* (1452–1519) életére és kutatta Leonardo alkotásainak feltételezhető előzményeit.

Duhem családi élete se volt mentes a tragédiáktól: 1890-ben nősült meg Lille-ben, felesége azonban második gyermekük születésébe, a csecsemővel együtt behalt. Első gyermekük akkor egyéves volt. Duhem ezután özvegy édesanyjával élt közös háztartásban és együtt nevelték fel *Helen Dubemet*. 1916-ban Pierre Duhem egy öröklött családi nyaralóban szívinfarktust kapott és 55 éves korában meghalt. Helen ekkor már 25 éves volt és fő törekvése ezután arra irányult, hogy megőrizze a világnak édesapja tudományos emlékét.

Ebben egy magyar származású amerikai bencés fizikus és fizikátörténész – *Jáki Szaniszló / Stanley L. Jaki* (1924–2009) – is segítette. Amit biztosan sikerült elérniük: a termodinamikai Gibbs–Duhem-reláció révén ma már minden fizikus- vagy fizikatanár-szakos egyetemi hallgató ismeri Duhem nevét, bárhol a világon.

Német tudós ígéretes pályakezdése és tragikus halála: Karl Schwarzschild (1873–1916)

Frankfurt am Mainban született, gazdag zsidó családban. Édesapja tekintélyes bróker volt a frankfurti tőzsdén, feleségével együtt meleg családi légkört teremtettek mind a hat gyermeküknek, akik közül *Karl* volt a legidősebb. Karl matematikai csodagyerekek tar-

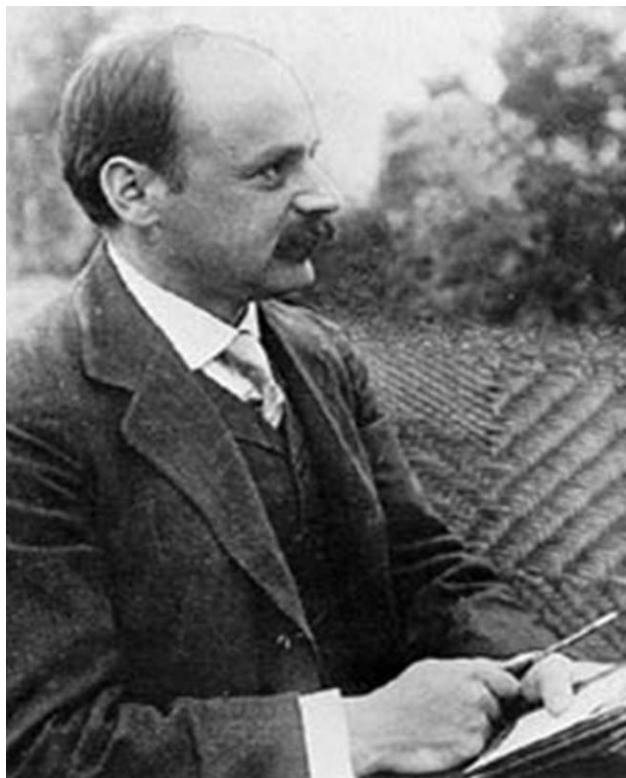
tották az iskolában. Már gyerekkorától fogva érdeklődött a csillagászat technikája és matematikai, fizikai elmélete iránt, otthon saját távcsövet épített. 16 éves volt, amikor megjelent nívós égi mechanikai cikke a kettőscsillagok mozgásáról, pályájáról.

Az egyetemet Strassburgban kezdte el 1891-ben, majd két év múlva Münchenben folytatta. Itt doktorált 1896-ban, *Hugo von Seeliger* (1849–1924) csillagász irányításával. A vele kötött gyümölcsöző tanár-diák kapcsolat egész életén át megmaradt. Schwarzschild első munkahelye Bécsben volt, itt kezdte el kidolgozni a változó csillagok fényességének sajátos mérési módszerét, amelyet azután Münchenbe visszatérve tökélyre fejlesztett. 1900-ban egy csillagászati konferencián felvetette annak lehetőségét, hogy világunkban nem-euklideszi geometria érvényesül, s azt vizsgálta, miként lehetne erről meggyőződni.

1901-től 1909-ig Göttingenben volt professzor és az ottani obszervatórium igazgatója. Itt *Felix Klein* (1849–1925), *David Hilbert* (1862–1943) és a vele csaknem egyszerre odakerült *Hermann Minkowski* (1864–1909) társaságát élvezhette. 1908-ban nemzetközi programot hirdetett a csillagok fényességének mérésére, amelybe Konkoly-Thege Miklós és az ógyallai obszervatórium is bekapcsolódott. (Ennek során került sor Ógyallán a később híressé vált Heyde-távcső beszerzésére, amelyhez egy Schwarzschild-kamera kapcsolódott.)

1909-ben megnősült, majd sikerrel pályázta meg a legnevesebb német obszervatórium igazgatói állását Potsdamban. Gyermekeik már itt születtek (két fiú és egy lány), közülük *Martin Schwarzschild* (1912–1997)

Karl Schwarzschild



1936-ban elhagyta a hitleri Németországot és 1947-től Princetonban vált világhírű csillagásszá. Karl Schwarzschild 1913-ban lett a Berlieni Akadémia tagja.

1914 októberében kitört az első világháború. Schwarzschild igazgató úr jó német hazafiként önként jelentkezett katonai szolgálatra. Belgiumban egy meteorológiai állomásra, Franciaországban pedig a tüzérséghez vezényelték, ahol a lövedékek röppályáit kellett tanulmányoznia. Innen küldték ki az orosz frontra.

Ma már nehéz elképzelni, de a potsdami obszervatórium igazgatója a precíz német posta jóvoltából a fronton is megkapta az általa megrendelt tudományos folyóiratokat. Ezekből értesült 1915-ben Einstein általános relativitáselméletéről, és mindjárt talált is egy egzakt megoldást az Einstein-féle bonyolult, nemlineáris téregyenletekre, miközben Einstein is csak egy közelítő megoldásig jutott... A fekete lyukak gömbszerű eseményhorizontjának sugarát az ő tiszteletére nevezik azóta Schwarzschild-sugárnak. Több tanulmányt is megfogalmazott ebben az évben, az egyikben a Bohr-modell felhasználásával adott magyarázatot a Stark-effektusra, a hidrogén spektrumvonalainak felhasadására elektromos térben. (Feltételezte, hogy a kvantált pályamomentumokhoz kissé eltérő energiák tartoznak a hidrogénatomban.) 1915 decemberében írta Einsteinnek: „...a háború elég kegyes hozzám, megengedi, hogy a súlyos ágyútűzben is az ön ideái között sétálgathassak...”.

Azután mégse maradt olyan kegyes a háború. Fertőző autoimmun bőrbetegséget (pemfiguszt) szerzett az orosz fronton, és hiába szerelték le, küldték haza 1916-ban, ezt a betegséget akkor még nem tudták gyógyítani. Aznap halt meg Potsdamban, amikor megjelent a Stark-effektust magyarázó tanulmánya. Még nem volt 43 éves...

A magyar tudomány hősi halottja: Zemplén Győző (1879–1916)

Zemplén Győző Nagykanizsán született, de öt éves korától fogva Fiumében, mai nevén Rijekában nőtt fel. Mire itt leérettségizett, már kitűnően beszélt olaszul, de tudott németül és franciául is. Diáktársai később a „Talján” becenevet ragasztották rá. Néhány évvel fiatalabb öccse, *Zemplén Géza* (1883–1956) sem volt híjával a tehetségnek, Kossuth-díjas akadémikus, a szerves kémia európai hírű professzora lett.

Zemplén Győző Fiuméből jelentkezett 1896-ban Budapestre a Tudományegyetemre és egyidejűleg az Eötvös Collegiumba. Felvették. Ősszel második lett azon az országos matematikaversenyen, amelyet immár harmadik éve rendezett meg a Matematikai és Fizikai Társulat. *Eötvös Loránd*, a Collegium kurátora, egyben a Társulat elnöke ekkor figyelt fel rá és nem is tévesztette szem elől egyetemi éve alatt, majd felvette maga mellé a Kísérleti Fizikai Intézetbe tanársegédnek. Doktori munkájához is ő adta a témát: gázok belső sűrűlődsének mérése a torziós inga felhasználásával...



A frontra induló Zemplén Győző és felesége, Mauritz Vilma. A képet Mauritz Vilma második házasságából született egyetlen gyermeke, az idén 91 éves *Dévényi Miklósné sz. Rignáth Edit* őrizte meg és tette elérhetővé a *Fizikai Szemle* olvasói számára. Köszönet érte.

Zemplén Győző dolgozatát már 1901-ben publikálta, 1902-ben pedig ünnepélyesen avatták kitüntetéses doktorrá. Eötvös Loránd segítségével kapott lehetőséget göttingeni tanulmányútra 1904-ben, ahol Felix Klein fogadta bizalmába, és kérte meg – egy sikeresen megtartott szemináriumi előadása után – az akkoriban készülő *Matematikai Tudományok Enciklopédiájában* a folyadékokban és gázokban történő „nem folytonos” mozgások tárgyalására. Zemplén itt közölte először az azóta róla elnevezett tételt, amely szerint „a hidrodinamikai lökeshullámok csak kompressziósak lehetnek”.

1905 tavaszán rövid időre hazajött, hogy feleségül vegye *Mauritz Vilmát* (1884–1955), akit még az Eötvös Collegiumban ismert meg, Vilma bátyja, *Mauritz Béla* (1881–1971) jóvoltából. Vissza már együtt ment Győző és Vilma Göttingenbe, majd az egyetemi év lezártaival Párizsba. Házasságuk során öt tehetséges gyerekük született: *Zemplén Zoltán György* (1905–1973) ciszterci szerzetes lett, *Zemplén Béla* (1906–

1974) orvos, *Zemplén Piroska* (1908–1983) bölcész, *Zemplén Elemér* (1909–1995) jogász és *Zemplén Jolán* (1911–1974) fizikátörténész.

1905. április–májusban Zemplén Győző Párizsban megismerkedett néhány neves matematikussal és fizikussal, köztük volt Jacques Hadamard, *Paul Langevin* (1872–1946), de találkozott a Curie-házaspárral is. A radioaktivitás különösen érdekelte, hazajövele után magyarrá fordította és publikálta *Marie Curie* (1867–1934) radioaktivitásról szóló könyvét.

Egyetemi karrierje is szépen haladt előre: 1905-ben a tudományegyetemen, 1907-ben a műegyetemen lett magántanár, 1908-ban pedig akadémiai levelező tagnak választották. 1910-ben jelent meg a Maxwell-féle elektrodinamikára alapozott *Az elektromosság és gyakorlati alkalmazásai* című könyve. 1912-ben az elméleti fizika tanára lett a műegyetemen. Igyekezett lépést tartani a modern fizikával: 1913-ban jelent meg *A Röntgen-sugarak rezgésszáma és az elemi energia-adag hipotesise*, 1914-ben pedig *A fényforrás mozgásának hatása a fényjelenségekre és A tér és idő fogalma a relativitás elvének megvilágításában* című írása. Ebben az évben lett a Matematikai és Fizikai Társulat ügyvezető titkára és a *Matematikai és Fizikai Lapok* fizikus szerkesztője.

Ugyanebben az évben tört ki az első világháború. Zemplén Győző jó magyar hazafiként önként jelentkezett katonai szolgálatra. A szerbiai frontra vezényelték, itt tifuszt kapott és egy klagenfurti kórházba került. Amikor valamennyire felépült, újra jelentkezett, ekkor az olasz frontra vezényelték, egy tűzérési megfigyelő állásra, ahol kidolgozott egy „hangbemérési módszert” az ellenséges lövegek helyének a térképen történő meghatározására, három megfigyelési pontról telefonon érkező információk felhasználásával. Itt érte őt egy halálos gránátalálat. Még nem volt 37 éves...

Zemplén Győző emléket híven ápolja szülővárosa, Nagykanizsa Batthyány Lajos Gimnáziuma. *Kovács László*, az iskola volt fizikatanára kezdeményezésére az 1970-es évektől rendezik meg a Zemplén Győző fizikaversenyt, amelynek során rendszeresen megkoszorúzzák az iskola udvarán 1974 óta álló Zemplén-szobrot. Kezdetben Zemplén még élő gyerekeit is meghívták, köztük a fizikátörténész Joli nénit is. A *Fizikai Szemle* sem feledkezett meg Zemplén Győző halálának 50. évfordulójáról: *Abonyi Iván* meleg hangú megemlékezése mellett még Zemplén Győző lökeshullámokról szóló nívós tanulmányát is olvashatjuk az 1966/10. számban.



Az IN MEMORIAM... rovat következő részében négy angolszász tudósról fogunk megemlékezni, akik valamennyien 100 éve, 1916-ban születtek.

Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

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

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

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

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

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

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

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

MEGEMLEKEZÉS HEVESY GYÖRGY HALÁLÁNAK 50. ÉVFORDULÓJÁRÓL

Radnóti Katalin
ELTE TTK Fizikai Intézet

Hevesy György 1885. augusztus 1-jén zsidó származású kikeresztelkedett családban született. Édesapja *Bischitz Lajos* hevesi földbirtokos, édesanyja *Eugenia Schossberger de Tonya* bárónő volt. Édesanyja családjának Hatvan közelében, Turán – egy *Ybl Miklós* által tervezett – nagystílű, hatalmas kastélya volt, amelyhez egy óriási park is tartozott. A turai általános iskola felvette Hevesy György nevét.

A család nevét édesapja változtatta Hevesyre, amikor nemességet kapott. Nyolcan voltak testvérek, öt fiú és három leány. A gyerekek nem jártak „ügynevezett” elemi iskolába, hanem magánúton tanultak. Ez gyakran 10-12 óra tanulást is jelentett, hiszen több nyelvet is tanultak: németet, angolt és franciát. Hevesy később a Piarista Gimnáziumban tanult és itt érettségizett, majd a budapesti Tudományegyetemen kezdte meg felsőfokú tanulmányait, ahová két félévet járt. Ezt követően Berlinben fél évig volt vegyész-mérnök-hallgató, majd átment a dél-németországi Freiburgba, és itt fejezte be egyetemi tanulmányait. Az itteni szerveskémiai tanszéken lett tanársegéd. Végül Zürichben 23 éves korában doktorált.

1910-től Karlsruheban dolgozott *Fritz Haber* (1868–1934), az ammóniaszintézis feltalálója mellett, aki 1911-ben Angliába küldte. Hevesy *Rutherford* (1871–1937) laboratóriumát választotta Manchesterben, amely tudományos karrierje szempontjából meghatározó helyszín lett számára. Kisebbs-nagyobb megszakításokkal 1911–1913 között dolgozott itt. Rutherfordtól származott az a feladat, amely későbbi Nobel-díjas felfedezéséhez, az izotópos nyomjelzéshez, elvezette.

Hevesy fontosnak tartotta a kapcsolatot a magyar tudományos közélettel is. 1911-ben honosította doktori oklevelét, 1913-ban habilitált, továbbá cikkeket írt, előadásokat tartott. Hazajött, és mint magyar állampolgár az első világháború alatt szolgálatot teljesített a monarchia hadseregében Besztercebányán és Nagytétényben. Az Állatorvosi Főiskola laboratóriumában dolgozott, amely abban az időszakban a hazai kémiai kutatások egyik meghatározó helyszíne volt.

A budapesti tudományegyetemen oktatói katedrát és tanszékvezetői kinevezést is kapott, de mire ez megtörtént, az már a Tanácsköztársaság idejére esett. Ennek bukása után furcsa körülmények között végülis távozott az országból. 1920-ban elfogadta *Niels Bohr* (1885–1962) meghívását Koppenhágába. Bohr meghívása 1920-ban Hevesy neki küldött levele alapján született, amelyben ezt Hevesy – félelmében virágnyelven ugyan – kifejezetten kérte. Bohr Hevesy Manchesterből ismerte, ahol együtt dolgoztak Rutherford laborjában. Koppenhágában így részt vett a Bohr Intézet megalapításában, és ott telepedett le. Ezt követően csak magánemberként, látoga-

tóba jött haza. 1924-ben megházasodott, a dán *Pia Riist* vette feleségül, akitől négy gyermeke született. Ezen időszak „terméke” a hafnium elem felfedezése. 1922-ben a Bohr-modell felhasználásával jutott el Hevesy az ismeretlen, 72. elem helyes meghatározásához, s az általa talált tulajdonságú új elemet Hafnia, Koppenhága latin nevéből nevezte el. A koppenhágai egyetemhez tartozó intézet honlapján kiemelt helyen szerepel Hevesy György és munkásságának ismertetése.

1926-ban ismét Freiburgban van, ahol elfogadta az egyetem katedráját és nyolc kellemes évet töltött itt, ahol a röntgenfluoreszcencia-analízis módszerét fejlesztette ki analitikai célokra. 1933-ban, *Hitler* hatalomra jutásakor távozott és tért vissza Koppenhágába. Itt dolgozta ki a neutronaktiváció módszerét analitikai célokra, és azért, hogy radioaktív izotópokat tudjon létrehozni a már korábban felismert nyomjelzéses technikához. A náciizmus elől innen is menekülnie kellett, Svédországba ment. Az 1943-as kémiai Nobel-díjat Hevesy 1944-ben kapta meg „a kémiai folyamatok kutatása során az izotópok indikátorként való alkalmazásáért”, ami együtt járt azzal, hogy felvehette a svéd állampolgárságot, amellyel – a háborús helyzetre való tekintettel – élt is. Egészen addig magyar útlevele volt. Gyermekei itt jártak iskolába, itt érettségiztek. Később, jóval a második világháború befejezését követően visszaköltözött szeretett városában, Freiburgba, és ott halt meg 1966. július 5-én.

A Nobel-díjon kívül számtalan kitüntetést kapott, sok akadémia választotta tagjává, több egyetem díszdoktorára volt, többek közt az Eötvös Loránd Tudományegyetemre és a Budapesti Műszaki Egyetemre is. 2001. április 11-én újratemették Budapesten, sírja a Nemzeti Pantheonban található a Kerepesi úti temetőben.

1932-ben Münsterben, a Bunsen-konferencia szünetében, balról jobbra: James Chadwick, Hevesy György, Elisabeth Heffter (Geiger felesége), Hans Geiger, Lise Meitner, Ernest Rutherford, Otto Hahn, Stefan Meyer, Karl Przibram.



EGYSZERŰ KÍSÉRLET RUGALMAS INGÁVAL

Laborgyakorlat és versenyfeladat a nagyváradai Ady Endre Líceumban

Bartos-Elekes István
Nagyvárad, Románia

Mottó: egy kísérletet csak akkor tarthatunk befejezettnek, ha teljesen kiaknáztuk a mérési adatokban rejlő lehetőségeket.

A kísérleti feladat bemutatása

A rugalmas inga tanulmányozása az egyik legkönnyebben megoldható iskolai kísérleti feladatnak tűnik. Ebben a leírásban a rendkívül egyszerű ingaképlet érvényességét fogjuk keresni, de a precíz mérőrendszer ellenére, vagy éppen miatta, ez első nekifutásra nem sikerül. A körülmények elemzése, a mérési adatok mélyreható faggatása ad majd magyarázatot az első, sikertelennek tűnő próbálkozásainkra. Az eddig elhanyagolt, vagy éppen nem ismert jelenségek figyelembevételével sikerül igazolnunk az új számításaink alapján levezetett ingaképletet. *A kísérleti feladat bemutatásra kerülő teljes megoldása igazi adatfeldolgozási csemege.*

A kísérleti berendezés

A XX. Schwartz Emlékversenyen (Nagyvárad, 2010) ez a laboratóriumi gyakorlat ebben a formában adatfeldolgozási versenyfeladat volt. A kísérlet elvégzéséhez a következő eszközök állnak rendelkezésre (*1. ábra*): állvány, két hasonló rugó, tizedgrammnyi pontossággal megmért nehezékek, számítógép-vezérelt elektromágnes és fénysorompóval ellátott precíziós időközmérő. A kísérlet biztos indítására egy ismert tömegű állandó nehezék szolgál, amely biztosítja a függőleges mozgást és az állandó amplitúdót, amelyet az elektromágnes képes visszatartani. A kísérlet indításakor, az elektromágnes elengedi az állandó nehezéket (a többiek felette vannak, azokat változtatjuk), amely kitakarja a fénysorompót, az így keletkezett jelet az assembly-ben írt software *még nem dolgozza*



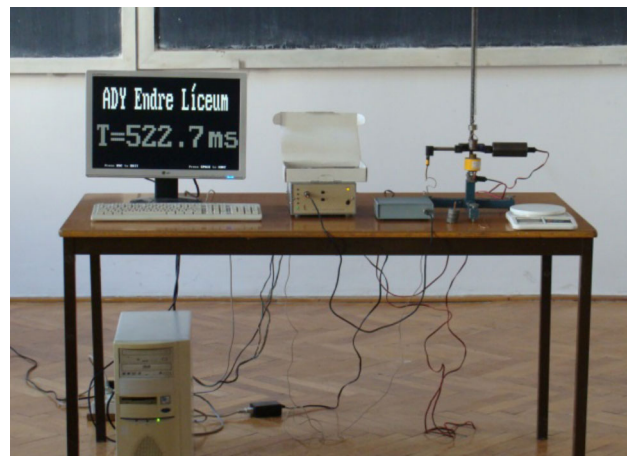
Bartos-Elekes István a nagyváradai Ady Endre Líceum nyugalmazott fizika- és informatikatanára, kísérleti berendezéseket tervező és építő fizikus-elektronikus. A kolozsvári Babeş-Bolyai Tudományegyetem Fizika Karán végzett 1968-ban. 1974–76 között vendégtanár Marokkóban. Doktori címet 1987-ben szerzett. Egy szabadalma alapján (1989) számítógép-vezérelt Fizikumot épített a Líceumban saját fejlesztésű mérőkészülékeiből. 1991 óta szervezi a Schwartz-versenyt.

fel, mert az csak a takarás kezdetére érzékeny, a végére nem. A periódust egy 100 kHz-es kvarccetalon impulzusainak megszámlálásával mérjük, egy periódusnak megfelelő két nullponton való ereszkedő áthaladás takarásai között. A rugó megnyúlása nem lineáris, e hatás gyengítése céljából az amplitúdót 10 mm-re korlátoztam, a nullátmeneti pontatlanságok csökkentése érdekében a mérési időtartam tíz periódus. A mérés végeztével a számítógép kijelzi a mért periódust, ezután a rendszer készen áll az új mérésre. A háttérben Excel-kompatibilis mérési jegyzőkönyv is készül. A rugókkal kapcsolatos fontosabb adatokat az *1. táblázatban* láthatjuk.

A kísérlet menete, a jó mérés előfeltételei

Az egész osztállyal végzett kísérlet esetében egyedi stopperórákkal határozzuk meg a rezgés periódusát. Régebben iskolánk fizikai laboratóriumában (Fizikum) számítógép-vezérelt iskolai csengőjének nagybetűs időkijelzését 250 ms-os ritmusúra állítottam, ez egy kis gyakorlattal még számlálható. A Lissajous-görbeszerű mozgást elkerülendő, a nehezéket csak a rögzítési függőleges mentén engedjük mozogni. Néhány kilengés után, ha tartja a függőleges irányt, nullától kiindulva megszámláljuk a felső helyzetekből az

1. ábra. Számítógép-vezérelt mérőberendezés a rugalmas inga periódusának meghatározására.



egyensúlyi helyzetben való átmeneteket (0, ..., n), ez n periódust jelent. Az egyensúlyi helyzetben való áthaladásakor a sebesség a legnagyobb, így annak időpontját kaphatjuk meg a legpontosabban. A kísérletező társa a stopperórát kezeli, vagy a 250 ms-okat figyeli. A stopperórás módszernél a stoppert együtt mozgatja a rezgőmozgást végző nehezékekkel (szinkronizálja), így stopper indítása-megállítása néhány századmásodperces pontosságú lesz, és az n periódus idejéhez képest csökken a nullátmenet detektálási bizonytalansága. A számítógépes rendszernél az időközmerés feloldása 10 μs, a többi automatikusan megvalósul a fentebb leírtak szerint. Nagy számú, ismételt mérés esetén a stopperórás megoldás is jó eredményekhez vezet.

Követelmények és eredmények

A Schwartz Emlékversenyeken a versenyzők a már megszokhatták, hogy konkrét követelmények helyett csupán néhány elindító gondolatot kapnak: A középiskolai laborgyakorlatok során lehetőségek volt (*lehetett volna*) arra, hogy egyszerűsített modellek segítségével, valós kísérleteket végezve szembesüljünk a tanultakkal. Akárhogyan is volt, most itt a lehetőség. *A fizikustól sosem azt kérik, hogy fedezzen fel valamit.* Megvizsgálja a mérési eredményeket. Grafikonokat szerkeszt. Ha ezek semmit sem mondanak, eldobja őket, más formában újraszervezi, majd felfedez valami szokatlant: *az iskolában tanult elmélet nem egyeztethető össze a mérési adatokkal.* A fizika alapelveit felhasználva keressétek meg az összeférhetetlenségek okait! *Legyetek végre igazi fizikusok! Sok sikert!*

A rugókkal kapcsolatos fontosabb adatok		
	X rugó	Y rugó
rugó menetszáma	114	144
rugó nyugalmi hossza	275 mm	193 mm
egy menet átlagos átmérője	14,2 mm	14,3 mm
rugó tömege	19,4 g	24,6 g
kötőelem + állandó nehezék tömege	45,7 g	

A XX. Schwartz Emlékversenyen bemutatott laborgyakorlat mérési eredményeit és egyes jelöléseket a 2. táblázatban foglaltam össze.

A kísérleti feladat ajánlójának a megoldása

Előzmények

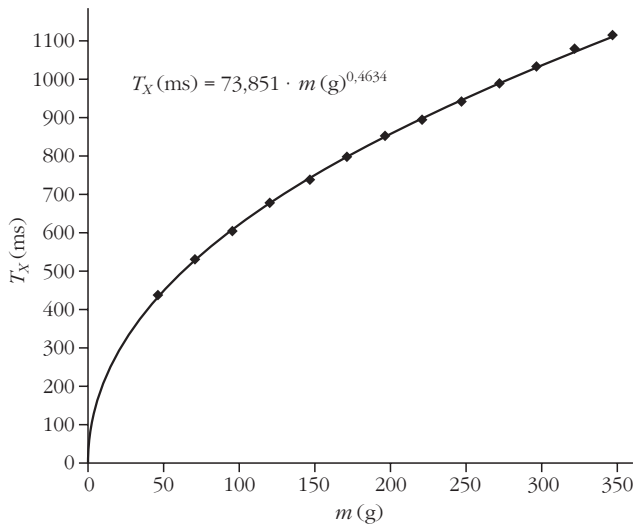
Mivel a jól ismert

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

periódusidő-képlet igen egyszerű, esetleg hiányozhat belőle egy eddig elhanyagolt tag. Az elméleti számításokban azt a tényt eddig nem vettük figyelembe, hogy a k rugóállandó a rugót nem jellemzi teljes egészében. Az egyenletesen tekercselt rugó esetében a rugó anyagi pontjainak sebessége lineárisan nő a rugó tengelye mentén, vagyis egyszerűen kiszámíthatjuk a

A Schwartz Emlékverseny feladataként szereplő laboratóriumi gyakorlatban felhasznált tömegek és a mért periódusidők									
Nr.	m_0 (g)	m_A (g)	m_B (g)	m_C (g)	m_D (g)	m (g)	T_X (ms)	T_Y (ms)	T_{XpY} (ms)
0	45,7	25,0	49,7	100,2	200,8				
1	45,7					45,7	438,7	381,3	313,4
2	45,7	25,0				70,7	531,8	460,9	368,9
3	45,7		49,7			95,4	605,6	529,0	415,8
4	45,7	25,0	49,7			120,4	678,0	589,5	459,6
5	45,7			100,2		145,9	738,3	651,1	499,4
6	45,7	25,0		100,2		170,9	798,4	697,0	536,5
7	45,7		49,7	100,2		195,6	851,8	745,2	569,7
8	45,7	25,0	49,7	100,2		220,6	896,7	787,5	601,9
9	45,7				200,8	246,5	944,4	829,0	635,4
10	45,7	25,0			200,8	271,5	990,6	869,4	663,4
11	45,7		49,7		200,8	296,2	1035,2	907,5	692,4
12	45,7	25,0	49,7		200,8	321,2	1081,0	945,2	717,8
13	45,7			100,2	200,8	346,7	1115,3	977,6	745,3

Jelmagyarázat: Nr. – a mérés sorszáma; m_0 a kísérletben minden alkalommal felhasznált állandó nehezék tömege; m_A , m_B , m_C , m_D a névlegesen 25, 50, 100, 200 grammos nehezékek valódi tömege; m a felhasznált testek össztömege; T_X , T_Y , T_{XpY} az X, Y rugók, valamint azok párhuzamos kötéséből alkotott rezgőrendszer periódusideje.



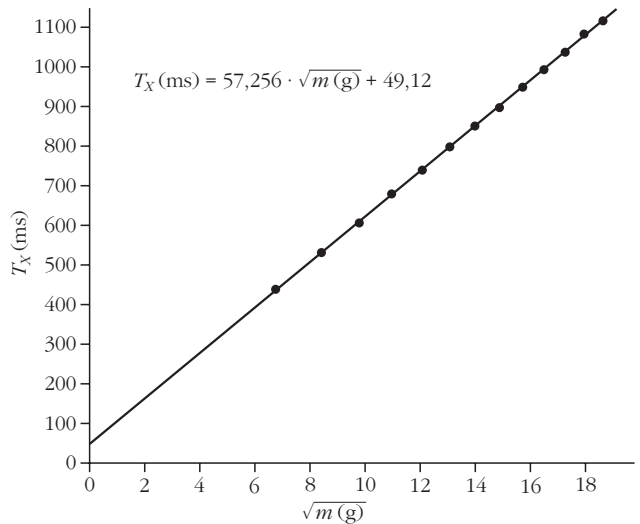
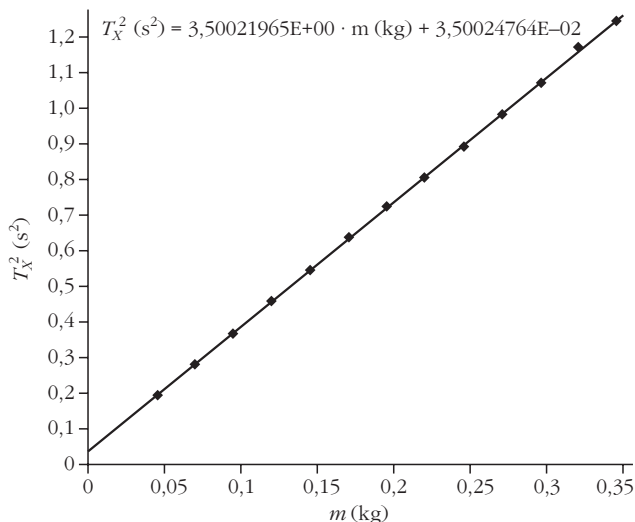
2. ábra. Az X rugóból és ráakasztott nehezekből álló rendszer T_X periódusidejének függése a nehezék m tömegétől négyzetgyököknek tűnő görbét ad.

rugó mindegyik pontjának sebességét. Meg kell találnunk e mozgási energia eredetét, mert az energia-transzfer befolyásolhatja a rezgés periódusát. Mindezek ellenére a képlet az iskolai laboratóriumok lehetőségeinek megfelelő pontosságú értéket ad.

A mérési adatok értelmezése

A fizikus a mérései befejeztével, kíváncsiságból, megrajzolja a mérésből származó grafikonokat. Számára ezek a grafikonok többet mondanak, mint bármely, esetleg csak egyszerűsített alapokon nyugvó elmélet. A 2. ábrán látható a rezgés T_X periódusidejének függése az X rugóra akasztott test m tömegétől. A periódusidő látszólag arányos a tömeg négyzetgyökével, az ordinátatengely pedig érintője a meghosszabbított illesztőgörbének. *Minden úgy van, mint az iskolai elméletben!* Mégis van egy kicsi különbség: a közelítő hatványfüggvény kitevője kisebb, mint $1/2$, ami a

4. ábra. Az X rugóból és ráakasztott nehezekből álló rendszer periódusidő-négyzetének függése a nehezék tömegétől egy egyenest ad.



3. ábra. Az X rugóból és ráakasztott nehezekből álló rendszer T_X periódusidejének függése a nehezék m tömegének négyzetgyökétől egy egyenest ad.

négyzetgyöknek felelne meg. Ekkor helytelenül mondhatnánk: *hibás méréseket végeztünk!* Nem, itt teljesen másról van szó!

Ha a rugalmas inga periódusidejét a nehezék tömegének négyzetgyöke függvényében ábrázolnánk, akkor a periódusidőre vonatkozó egyszerű képlet szerint az origón áthaladó egyenest kellene kapnunk. A 3. ábrán az illesztőgörbe egy tökéletes egyenes, ezért meghosszabbítottam az origó felé. *Tettetett, nagy meglepetésemre, az egyenes nem halad át az origón!* Ez azt jelenti, hogy a rugó a ráakasztott nehezékek nélkül is rezegne, amit kísérletileg is ellenőriztem. Ezek szerint van egy *figyelmen kívül hagyott tehetetlenség*, amelyet nem tudunk elkerülni! Feltételezzük, hogy a rugó ezzel a tehetetlenséggel szegül ellen a részecskéi sebessége megváltoztatásának. Ezt az egyenértékű tehetetlenséget hozzá kell adnunk a nehezék m tömegéhez, és meg is kell határoznunk az értékét.

Jelölje μ ezt az egyenértékű tehetetlenséget, ekkor a periódusidő képlete így alakulna:

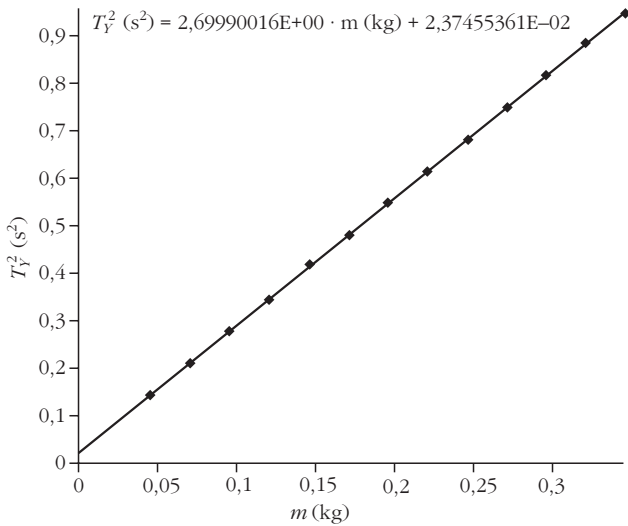
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m + \mu}{k}} \quad (1)$$

Ebben a képletben nem tudjuk szétválasztani a két tehetetlenséget, ezért az előbbiekből a T ábrázolása a nehezék tömege négyzetgyökének függvényében ($m^{1/2}$) nem vezethet a μ egyenértékű tehetetlenség és a k rugóállandó egyidejű meghatározásához.

Ha az (1) egyenlet mindkét oldalát négyzetre emeljük, akkor m függvényében egy egyenest kapunk, az irányítványozó tartalmazza a k rugóállandót, az állandó tag pedig a rugó μ egyenértékű tehetetlenségét:

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{k} m + \frac{4\pi^2}{k} \mu \quad (2)$$

A két ismeretlent tökéletesen szétválaszthatjuk a $T^2 = am + b$ egyenlet együtthatóiból:



5. ábra. Az Y rugóból és ráakasztott nehezezből álló rendszer periódusidő-négyzetének függése a nehezék tömegétől egy egyenest ad.

$$\frac{4\pi^2}{k} = a \rightarrow k = \frac{4\pi^2}{a}, \quad (3)$$

valamint

$$\frac{4\pi^2}{k} \mu = b \rightarrow \mu = \frac{b}{a}. \quad (4)$$

A 4., 5., 6. ábrák a $T^2 = f(m)$ függvényt ábrázolják, ahol T az inga periódusideje, m a nehezék tömege. A grafikonokat rendre megszerkesztettem az X és Y rugókból létrejött ingákra, valamint a két rugó párhuzamos kötéséből létrejött rugalmas ingára.

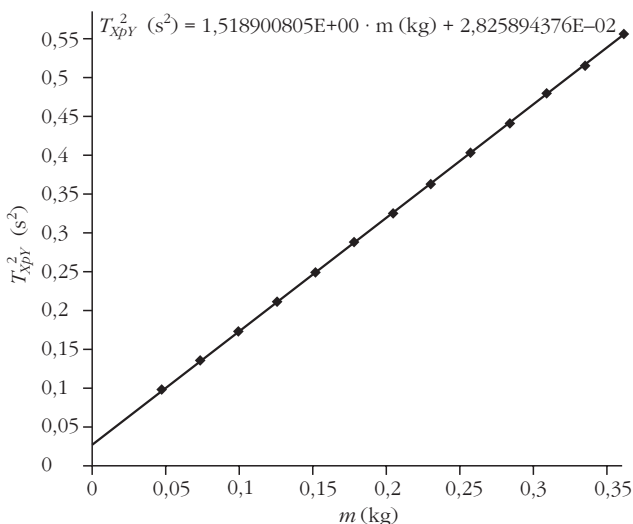
A k rugóállandókat a (3) segítségével számoljuk ki, a Δk hibát statisztikai módszerekkel kaptam meg:

$$X \text{ rugó: } k_X = (11,28 \pm 0,0896) \text{ N/m;}$$

$$Y \text{ rugó: } k_Y = (14,62 \pm 0,0926) \text{ N/m;}$$

$$XpY \text{ rugók: } k_{XpY} = (25,99 \pm 0,0790) \text{ N/m.}$$

6. ábra. Az X és Y rugókból és ráakasztott nehezezből álló rendszer periódusidő-négyzetének függése a nehezék tömegétől egy egyenest ad.



A rugóállandók hibái százalékban: $\delta k_X = \pm 0,79\%$; $\delta k_Y = \pm 0,63\%$ és $\delta k_{XpY} = \pm 0,30\%$, ahol $\delta k = \pm \Delta k/k \cdot 100\%$.

Az egyenértékű tehetetlenség kiszámítása

A három illesztőegyenes analitikus formáinak állandó tagjaiból kiszámíthatjuk az X rugó, az Y rugó és az XpY párhuzamosan kötött rugók egyenértékű tehetetlenségeinek értékét, valamint a meghatározások hibáit, amelyek rendre:

$$X \text{ rugó: } \mu_X = (10,00 \pm 1,81) \text{ g;}$$

$$Y \text{ rugó: } \mu_Y = (8,79 \pm 1,43) \text{ g;}$$

$$XpY \text{ rugók: } \mu_{XpY} = (18,60 \pm 0,72) \text{ g.}$$

Az egyenértékű tehetetlenségek hibái százalékban: $\delta \mu_X = \pm 18,1\%$; $\delta \mu_Y = \pm 16,3\%$ és $\delta \mu_{XpY} = \pm 3,9\%$.

Az egyenértékű tehetetlenség analitikus formája

Ez a tehetetlenség egyaránt jelentkezik a rugó megnyúlásakor vagy összenyomásakor, a változás irányától függetlenül. Az m_r tömegű és L hosszúságú rugó egyik vége rögzített, a másik v pillanatnyi sebességgel mozog (7. ábra). A rögzített végtől valahol x távolságra levő δm elemi tömeg pillanatnyi sebessége u , amely függ ezen elemi tömeg rugóban levő helyzetétől. E rugóelem mozgási energiáját az anyagi pont energiájaként számítjuk ki:

$$\delta E_c = \delta m \frac{u^2}{2}. \quad (5)$$

A δm elemi tömeg egy (*nagyon*) ferde henger, amelynek szélessége δx , ez bárhol lehet a rugó mentén (a tömeg egyenlőtlen eloszlása nem befolyásolja a δm elemi tömeg méretét):

$$\delta m = m_r \frac{\delta x}{L}. \quad (6)$$

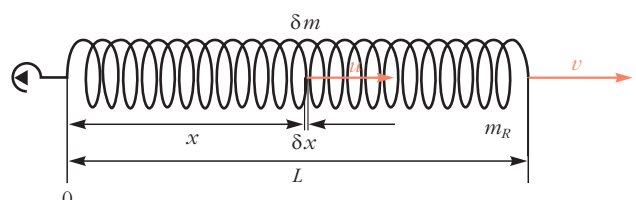
Feltételezzük, hogy a rugót egyenletesen tekercselték, és a szabad vég pillanatnyi sebessége v , a δm elemi tömeg sebessége arányos lesz x/L -el:

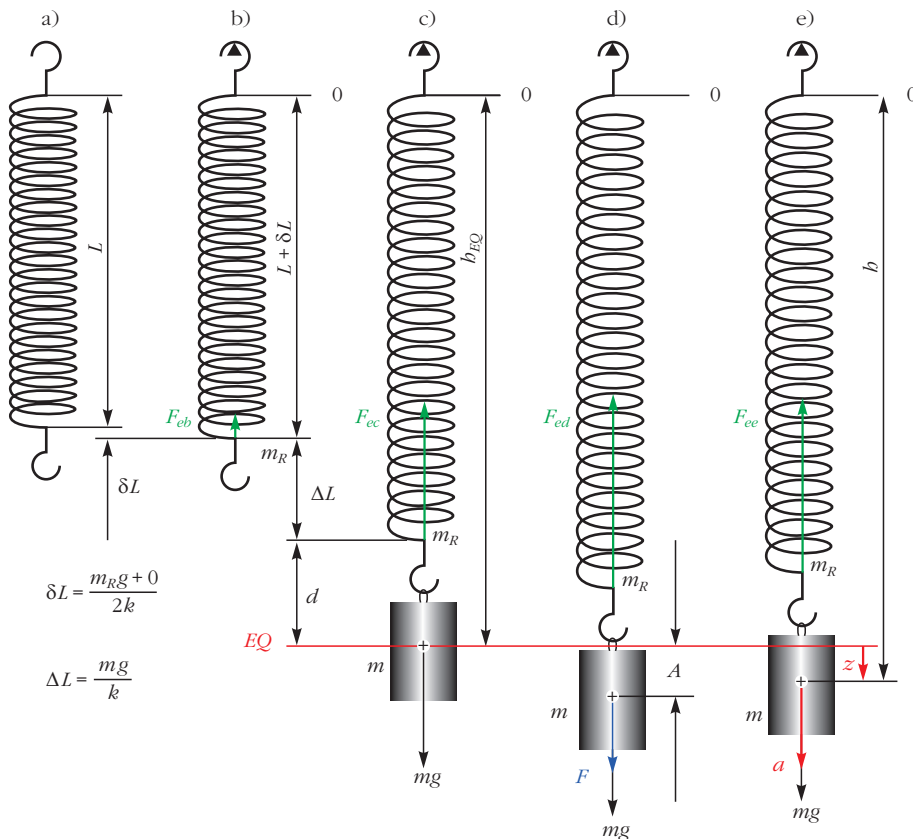
$$u = v \frac{x}{L}. \quad (7)$$

A tömegelem (6) értékét és annak (7) sebességét behelyettesítjük az (5) egyenletbe:

$$\delta E_c = \frac{1}{2} \frac{m_r v^2}{L^3} x^2 \delta x. \quad (8)$$

7. ábra. A rugóelem sebességének kiszámítása.





8. ábra. A rugó különböző helyzetei a rezgés kialakulása folyamán. Az a) helyzetben a rugóra nem hat tengelyirányú erő, ez csak vízszintesen lenne lehetséges, de a távolságok könnyebb értelmezése érdekében függőleges helyzetben ábrázoltam.

A teljes rugó mozgási energiáját az elemi δE_c energiák (8) a rugó L hosszában való összegzésével, azaz integrálásával kapjuk meg:

$$E_c = \int_0^L \frac{1}{2} \frac{m_R v^2}{L^3} x^2 dx. \quad (9)$$

Az integrálás elvégzése után megkapjuk az egyik pontban rögzített rugó pillanatnyi teljes mozgási energiáját:

$$E_c = \frac{1}{2} \frac{m_R}{3} v^2. \quad (10)$$

Ha a rugó tömegeloszlása egyenletes (a menetköz állandó), akkor a rugó μ egyenértékű tehetetlensége a rugó m_R tömegének egyharmada, függetlenül a mozgás irányától:

$$\mu = \frac{m_R}{3}. \quad (11)$$

A rezgés periódusa

A rendszerre ható összes erőt figyelembe véve felírjuk a dinamika második törvényét. Ahhoz, hogy az erők könnyebben láthatók legyenek, a 8. ábrán öt helyzetben ábrázoltam a rugót. Az F_e rugalmassági erő második indexe a rajkszámot jelenti.

- Az L aktív hosszúságú rugóra nem hatnak erők. Az alsó akasztó tömegét a nehezekek részének tekintjük. Mivel a rugó nyugalomban van, nincsenek rugalmassági erők ($F_{ea} = 0$).

- A rugó a saját súlya alatt megnyúlik. Az elemzés-kor a felső akasztótól indulunk, az akasztó és az elemzett pont közötti rugót a pont alatti rugó súlya nyújtja meg. A kezdetben ez az erő $m_R g$, a végén pedig zérus lesz. Feltetelezzük az egyenletes tekerceslést, így az elemi megnyúlások összeadása helyett elfogadjuk, hogy a rugót az $(m_R g + 0)/2$ átlagerő nyújtotta meg. Az F_{eb} rugalmassági (elasztikus) erő egyenlő a rugó súlyának a felével.

- Az m tömegű testet ráakasztjuk a rugóra. Mivel az akasztónak nincs rugalmassági tulajdonsága, a tömegét hozzáadjuk a nehezekek tömegéhez, a felső akasztó azonban nem vesz részt a rezgésben. A rendszer egyensúlyban

van, a nehezekek és az akasztó közös súlypontját egy kis kereszt jelzi, az EQ egyenes az egyensúlyi vonalat mutatja. A súlypont d távolságra van a rugó legalsó pontjától.

Felírhatjuk az erők egyensúlyát:

$$\left(\frac{m_r}{2} + m \right) g - k(\delta L + \Delta L) = 0. \quad (12)$$

Az EQ vonal a rezgés leírásának referenciája lesz, de a viszonyítási rendszert a rugó felső pontjához kötjük. Ebben a rendszerben az EQ ordinátája:

$$h_{EQ} = L + \delta L + \Delta L + d. \quad (13)$$

- F erővel meghúzzuk a nehezekeket, annak súlypontja az EQ -hoz képest A -val megereszkedik.

- Amikor elengedjük a testet, a rugalmassági erő nagyobb, mint az egyensúlynál volt, egy visszaállító erő alakul ki, rezgés keletkezik. A rendszer 0 eredőjéhez képest a súlypont b távolságra lesz.

$$b = L + \delta L + \Delta L + d + z. \quad (14)$$

A (14) egyenletből kivonjuk a (13) egyenletet, a rendezés után pedig megkapjuk a nehezekek z helyzetét az EQ vonalhoz képest:

$$z = b - h_{EQ}. \quad (15)$$

Összeadjuk a testre ható összes erőt, és felírjuk a dinamika második törvényét:

$$\left(m + \frac{m_r}{3}\right)a = mg + \frac{m_r g}{2} - k(\delta L + \Delta L + z). \quad (16)$$

A (12) és (16) egyenletek összeadása, az egyszerűsítések, valamint az

$$a = \frac{d^2 z}{dt^2}$$

behelyettesítés után kapjuk:

$$\left(m + \frac{m_r}{3}\right)\frac{d^2 z}{dt^2} = -kz. \quad (17)$$

A (17) egyenlet egy állandó együtthatójú, másodrendű, homogén differenciálegyenlet, amelyet könnyen megoldunk a partikuláris megoldások megtalálásával. A partikuláris megoldást a $z = e^{rt}$ formában keressük, ahol az r egy fizikai értelem nélküli segédváltozó. Kiszámítjuk a deriváltakat és behelyettesítjük a (17)-be:

$$\frac{dz}{dt} = r e^{rt} \quad \text{és} \quad \frac{d^2 z}{dt^2} = r^2 e^{rt}, \quad (18)$$

így

$$\left(m + \frac{m_r}{3}\right)r^2 e^{rt} + k e^{rt} = 0. \quad (19)$$

Mivel az e^{rt} kifejezés nem lehet zérus, végigoszthatunk vele. Ugyancsak osztunk

$$m + \frac{m_r}{3}$$

tömegértékkel (ez sem lehet 0), így:

$$r^2 + \frac{k}{\left(m + \frac{m_r}{3}\right)} = 0. \quad (20)$$

A második tagot egyelőre magyarázat nélkül jelöljük ω^2 -tel. Megkaptuk a (17) differenciálegyenlet karakterisztikus egyenletét:

$$r^2 + \omega^2 = 0. \quad (21)$$

Az ω^2 jelölés látszólag hibás, mert két négyzet összege nem lehet zérus. A karakterisztikus egyenlet két gyöke két partikuláris megoldást fog adni, ezek lineáris kombinációja pedig a differenciálegyenlet általános megoldását. Ha elfogadjuk, hogy az egyenlet gyökei lehetnek imagináriusak is, akkor a lineáris kombináció egy harmonikus függvényhez (sin, cos) vezet, azaz harmonikus oszcillátorunk lesz. Az ω^2 előtti „+” jelnek különleges fontossága van. Ez a jel csak

akkor lesz pozitív, ha a (17) egyenletben a k előjele negatív, vagyis a visszaállító erő ellentétes a z kitérés-sel. Ha ráadásul a k értéke állandó, akkor a rezgés harmonikus lesz. Elfogadjuk az értelmetlennek tűnt ω^2 jelölést, és kiszámítjuk a (21) egyenlet két imaginárius gyökét:

$$r_1 = +i\omega \quad \text{és} \quad r_2 = -i\omega. \quad (22)$$

Megkapjuk a differenciálegyenlet két partikuláris megoldását:

$$z_1 = e^{+i\omega t} \quad \text{és} \quad z_2 = e^{-i\omega t}. \quad (23)$$

Az általános megoldást a két partikuláris megoldás lineáris kombinációjából állítjuk elő:

$$z = C_1 e^{+i\omega t} + C_2 e^{-i\omega t}. \quad (24)$$

A harmonikus oszcillátor leírásához ezt az egyenletet két időpontban illesztünk kell a fizikai folyamatra, de ez nehéznek tűnik. Másik lehetőség, hogy találjunk két fizikai mennyiséget, amelynek értékét ismerjük a $t = 0$ időpontban. Ezt az utóbbit választjuk, és kiszámítjuk a kitérés és a sebességet a kezdő időpontban. Ha $t = 0$, a kitérés éppen az A amplitúdó lesz:

$$A = C_1 + C_2. \quad (25)$$

Kiszámítjuk a z kitérés első deriváltját, a v sebességet:

$$\frac{dz}{dt} = i\omega C_1 e^{+i\omega t} - i\omega C_2 e^{-i\omega t}. \quad (26)$$

A kezdeti időpontban a sebesség zérus. Egyszerűsítünk a nullától biztosan különböző ω -val, majd a i -vel, és kapjuk:

$$0 = C_1 - C_2. \quad (27)$$

A (25) és (27) egyenletekből következik, hogy $C_1 = C_2 = A/2$, ezt a (24)-be helyettesítjük:

$$z = A \frac{e^{+i\omega t} + e^{-i\omega t}}{2}, \quad (28)$$

ahol a tört éppen az Euler-képletből származtatható $\cos \omega t$ kifejezése. A behelyettesítés után a rezgés egyenlete így alakul:

$$z = A \cos \omega t. \quad (29)$$

Ha valami teljesen ismeretlen kifejezést ω^2 -tel jelölünk, ez még nem jelenti azt, hogy az ω a rezgés körfrekvenciája lenne. Megkeressük azt a két, t_1 és t_2 időpontot, amelyeknek 2π szögkülönbség felel meg, ezek különbsége lesz a rezgés T periódusideje:

$$\omega t_2 - \omega t_1 = 2\pi, \quad T = t_2 - t_1, \quad T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (30)$$

A (20) és (30) egyenletekből megkapjuk a rugalmas inga periódusidejét (*csak az egyenletesen tekerceslt rugóra érvényes*):

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m + \frac{m_R}{3}}{k}} \quad (31)$$

Megkaptuk az (1)-ben feltételezett periódusidő-képletet. A μ egyenértékű tehetetlenség értéke $m_R/3$.

A rugó tömegének ellenőrzése

Az $m_R = 3\mu$ képlet csak a tökéletesen egyenletes tömegeloszlású rugó esetében érvényes. Az $m_R/3$ a rugó dinamikus (tehetetlen) tömege, amely az egyik végén rögzített rugónak a tengelyirányú állapotváltozásokkal szembeni ellenszegülését jellemzi. A rendszer egyensúlyi helyzetében, lásd (12) egyenlet, a gravitációs tömeg szerepelt, ezt elektronikus mérleggel megmértük, az eredmények:

$$X \text{ rugó: } m_{RX} = 3\mu_X = 30,00 \text{ g} \quad m_{RX}^{\text{mérleg}} = 19,4 \text{ g}$$

$$Y \text{ rugó: } m_{RY} = 3\mu_Y = 26,38 \text{ g} \quad m_{RY}^{\text{mérleg}} = 24,6 \text{ g}$$

$$XpY \text{ rugó: } m_{RXPY} = 3\mu_{XPY} = 55,81 \text{ g} \quad m_{RXPY}^{\text{mérleg}} = 44,0 \text{ g}$$

A tehetetlen tömeg meghatározása nagyon jó, ez megfigyelhető a rugók párhuzamos kapcsolásakor létrejött hibánál:

$$\epsilon = \frac{m_{RX} + m_{RY} - m_{RXPY}}{m_{RXPY}} \cdot 100 = 1,02\%$$

Az X rugó esetében látszik legjobban az egyenetlen tömegeloszlás hatása. Az X rugó dinamikus tömege 50%-kal nagyobb a mérleggel mért tömeghez képest, de a csoportosításnál fellépő hiba csak 1,02%, azaz megfelelő a tehetetlen tömeg mérési módszere.

Hibaforrások

Az alkalmazott mérőrendszer precizitása tette lehetővé olyan jelenségek detektálását, amelyeket az egyszerűsített elmélet elhanyagolt. Még maradtak különböző rendszerhibák, egyeseket próbáltam lecsökkenteni. Íme, néhány megmaradt hibaforrás:

- *A mérések száma* (13) kevés, az adatfeldolgozás megkönnyítése érdekében korlátoztam.

- *A differenciálegyenlet megoldásának könnyítése.* A (17) egyenletet állandó együtthatójú egyenletnek vettem. Ez csak a nagyon kicsi amplitúdók esetében realizálódik, mert csak ilyenkor kerülhetjük el a rugóállandó változását a kitéréssel. Ha az amplitúdó nagy, a rezgés már nem harmonikus, az egyenlet nehéz megoldani, ha ennek ellenére harmonikusnak vesszük, akkor nagy hiba keletkezik. Mechanikailag az amplitúdót 10 mm-re korlátoztam.

- *„Függőleges” rezgések.* Egy megfógó elektromágnes alkalmaztam (9. ábra), ennek egy kis rögzítő



9. ábra. A megfógó elektromágnes és a fénysorompó. A sárgaréz anya biztosítja az állandó nehezék és az elektromágnes közvetlen érintkezésének a megszüntetését, a remanencia hatásának lényeges csökkentését.

fészke van. Amikor az elektromágnes kikapcsol, a nehezék függőleges rezgéseket végez, még 50-60 rezgés után is.

- *Az elektromágnes remanenciája.* A legerősebb hibaforrás. A remanencia hatásának egy elsődleges csökkentését az elektromágnes és a nehezék közötti távolság legnagyobb értékének beállításával értem el. A sárgaréz anya nagyon finom menetű. Még van egy szabályozási lépcső: késleltetem a periódusmérés kezdetét, így a test kissé eltávolodik az elektromágnesről, közben a remanencia csökken, és megszűnik a Lenz-hatás is. Az első másodpercekben ellenőrizhetjük a rezgés függőlegességét, ha nem felel meg, megállítjuk a kísérletet, így elkerülünk egy rossz mérést.

- *Az X rugó menetei alul összetömörültek,* vagyis a rugó alja felé megnőtt a lokális egyenértékű tehetetlenség. A tanulmánynak nem célja a gravitációs tömeg ilyen szerű meghatározása, az másként sokkal egyszerűbben mérhető, ráadásul állandó, de a fenti ritkább menetek erőteljesebb igénybevétele befolyásolhatja a rugóállandó értékét, ezek mind hibaforrások lehetnek. Ezeket a hibákat sokkal könnyebb elkerülni, mint a rossz mérésekben azonosítani őket.

Következtetések

- A laborgyakorlat fő célja a valóság és az egyszerűsített modellek alapján levezetett törvények közötti kis ellentmondások megtalálása volt. Megvizsgáltam azokat az okokat, amelyek az egyszerűsített periódusidő-képlet alkalmazását korlátozzák, és csak a rugóállandó nagyságrendjének meghatározását teszik lehetővé.

- Kifejlesztettem egy módszert, amely a rugóállandó dinamikus mérését és a rugó dinamikus tehetetlenségének egyidejű meghatározását teszi lehetővé. Egy-két periódusmérésből csak a rugóállandót véljük meghatározni, ilyenkor a dinamikus tehetetlenség „nem is látszik”. Más-más tömegekre kapott rugóállandó-eredményeink változásaiban mérési hibákra gyanakszunk, pedig csak a rossz adatfeldolgozási módszerünk takarta el a különbségeket okát.



10. ábra. Mini-szabadesés készülék. Az oszlop alá szerelt L formájú tartóba kerül az elektromágnes. A rugó megnyúlását század mm-es pontossággal lehet megmérni.

- A rugóállandó meghatározásának szórása 0,80% alatti, vagyis az illesztőegyenes nem „forog”. Másként szólva, ez a nehezekek tömegének meghatározási pontosságát bizonyítja. Egy egyenletesen tekercselt rugóval meghatározható lenne a dinamikus rugóállandó változása a nehezekek tömegének függvényében, ezt össze lehetne vetni a statikus módszerekkel kapott változásokkal. A szabadesés tanulmányozására készülő „mini-szabadesés” készülékhez (10. ábra) beszerelhető precíziós megnyúlásmérő méréseiből származó $k = f(m)$ másodfokú illesztőfüggvény több kitüntetett tömegpontban kapott deriváltját egyeztetethetnénk a fenti módszerrel mért helyi k értékekre. Ilyenkor a kitüntetett tömeg körüli nagyon sok dinamikusrugóállandó-méréssel ellenőrizhető lenne a helyi statikus és dinamikus rugóállandók egyenlősége.

- Az egyenértékű tehetetlenség meghatározásának hibája nagyobb 10%-nál, vagyis az illesztőegyenes füg-

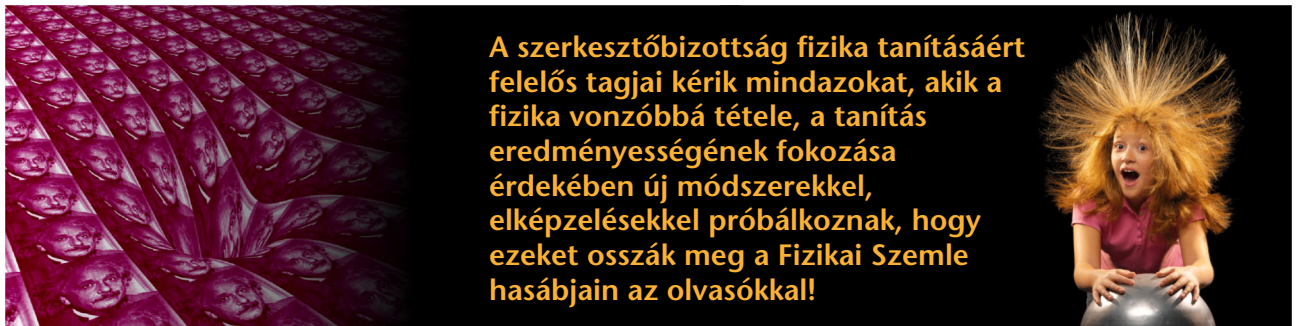


11. ábra. Laborgyakorlat a rugalmas ingával.

gőleges szabadsága elég nagy. Másként szólva, ez a periódusidő-meghatározások pontatlanságára vall. A nullátmenetek detektálása mechanikailag rögzített, az időköz-mérés pontossága igen jó, felvetődik a periódusidő stabilitása, egyenlőtlensége, de nagyszámú méréssel és több tömegértékkel ez a hiba bizonyára csökkenthető lenne. *Erre nem találtam jobb magyarázatot.*

Mérés közbeni hangulat

A nagyváradi Ady Endre Líceumban mindig nagy kihívást jelentett az adatfeldolgozós kísérletek referátumainak elkészítése. Az előfeltétel a mérések pontossága volt, mert a csoport egyik mérési jegyzőkönyvét mindig elkértem, így nem volt lehetséges az adatok utólagos „kozmetikázása”. Az évek során ezt a laboratóriumi gyakorlatot számtalanszor elvégeztük, a kicsik csak mérni tanultak, a nagyok az adatfeldolgozást is kóstolgatták. A mellékelt képen (11. ábra) a rugalmas ingával kísérletező nagy diákok egyik csoportját látjuk, a másik nem fért bele a felvételbe (14 mérőhely). A felsőbb éveseket mindig előre figyelmeztetem, hogy egy-két mérés után, a tanult képlet alapján a többi mérést nehogy a számítógéppel generálják (programozást is tanítottam nekik), mert az általam tanított és általánosan elfogadott képlet a pontos mérésekkel nem igazolható. A Fizikum jó hangulatát a kísérletezés élménye, az egyszerű feladat buktatóinak remélt megoldása és a kellemes háttérzene biztosította. Az erre rátevéődött munkahangulati morajjal együtt, a tanárnak ezek az órák örök élményt jelentenek.



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

NAGY KÁROLY, 1926–2016

2016. július 4-én, életének 90. évében elhunyt Nagy Károly, Széchenyi-díjas fizikus, az ELTE professzor emeritusa, az MTA rendes tagja, az ELTE Elméleti Fizikai Tanszék volt vezetője, az ELTE egykori rektora, az MTA Fizikai Tudományok Osztálya első elnöke. Halálával súlyos veszteség érte a magyar tudós-társadalmat. Nagy Károly professzor életművéről és hatásáról a Fizikai Szemle egy későbbi számában emlékezünk meg. Az alábbiakban Rácz Zoltán akadémikus temetésen elmondott gyászbeszédével búcsú-zunk Nagy Károlytól.

Tisztelt gyászoló család! Kedves Gabi néni, Ági, Karcsi, rokonok és ismerősök!
Kedves kollégák!

Az MTA Fizikai Osztálya, az ELTE Elméleti Fizika Tanszéke, valamint az MTA–ELTE Elméleti Fizikai Kutatócsoport nevében búcsúzom Nagy Károlytól, akadémiánk rendes tagjától és az ELTE professzor emeritusától.

Nagy Károly közel 90 évet élt, ami hosszú idő, különösen egy olyan korban, amelyben világháború, forradalom és radikális rendszerváltások követik egy-



mást. Életének fontos tanulsága, hogy ilyen hosszú időn keresztül is megőrizhető az ember integritása, ha az integritás olyan értékrenden alapul, amely magába foglalja a tudomány végtelen tiszteletét, az oktatás iránt érzett felelősségtudatot és alázatot, a család szeretetét, az emberi kapcsolatokban az érdeklődést, a segítőkészséget, és – nincs jobb szó rá – az emberieséget, valamint egy mélyről jövő igazságérzetet is.

Nagy Károly pályája gyorsan és töretlenül emelkedett. A diploma megszerzése után az ELTE Elméleti Fizika Tanszékére került, ahol a szigetelőkhöz terjedő elektromágneses hullámok kvantálásával, a polarizált elektronok szórásával, valamint a müonbomlással kapcsolatban értékes, akkor élvonalbelinek számító eredményeket ért el. Tudományos munkája elismeréseként 1960-ban már az MTA doktora, 1965-ben pedig már az MTA levelező tagjává választják. Ezzel párhuzamosan az ELTE-n docens, majd egyetemi tanár, s egyre nagyobb feladatokat vállal az ELTE adminisztrációjában, 1961-ben a TTK dékánja lesz, majd 1966-tól rektorként vezeti az ELTE-t egészen 1972-ig.

A rektorság után egyenes út vezetett volna az Oktatási Minisztériumba, de az ekkor még csak 46 éves Nagy Károly visszalépett. A minisztériummal való mindennapi kapcsolat ráébresztette, hogy az ottani politikában értékrendjének több pontját fel kellene áldoznia. Megértette, hogy igazságérzete nem fog megbékélni bizonyos döntési módszerekkel, s azt is látta, hogy a továbblépésnek ára lenne a családi élet területén is. Mert Nagy Károlynak igen fontos volt a családja, sokat és szeretettel beszélt róluk. És itt megállok egy pillanatra, hogy munkahelyi közösségünk, meg úgy általában a fizikus közösség nevében megköszönjem Gabi néninek és a gyerekeknek, hogy biztosították a családi élet belső harmóniáját, amelynek eredményeképp reggelente egy jókedvű és mosolygós főnök jelent meg közöttünk.

Nagy Károly tanszékünkre való visszatéréséből vonható le életének második fontos tanulsága: egy adott korban, adott környezetben, ha integritásunk lényeges elemeinek feladása nélkül nem mehetünk tovább, akkor új utakat kell keresni.

Új utak mindig vannak, s Nagy Károly talált olyan kihívásokat, amelyekkel érdemes foglalkozni, s amelyek megoldása hatott és jelenleg is hat a fizika itthoni helyzetére. Tudománypolitikai tevékenységének jelentős példája az önálló Fizikai Tudományos Osztály létrehozása az Akadémián. Nagy Károlyt 1965-ben választották levelező tagnak, majd 1982-ben történt rendes taggá választása után 1983 és 1993 között az MTA Fizikai Bizottságának elnöke volt. Ekkor még a Matematikai és Fizikai Bizottságok együtt alkottak egy osztályt.

Ez a szimbíózis nem mindig működött tökéletesen, mivel például egy matematikus és egy látszólag hozzá közel álló elméleti fizikus véleménye egy eredmény szépségéről nem feltétlenül egyezett meg, és akkor még nem beszéltünk a kísérleti eredmények értékeléséről. A Nagy Károly elnöksége alatt történt szétválás két koherens, dinamikusan fejlődő, jól működő osztályt hozott létre. Ennek jelentőségét csak akkor tudjuk megítélni, ha látjuk a hasonló koherenciával nem rendelkező osztályok állandóan visszatérő problémáit.

Az új Fizikai Tudományos Osztály elnöki tisztségét 1993-ig Nagy Károly viselte, s ezalatt egy lényeges és előremutató újítást vezetett be az addig csak akadémikusok részvételével folyó osztályülések rendjébe. Meghívta az egyetemi és akadémiai fizikai intézetek vezetőit, s ezáltal lényegesen kiterjesztette a fizika akadémiai szintű problémáinak diszkussziójában résztvevők körét. Ez a kezdeményezés később továbbfejlődött, s ma már akadémiai törvénybe foglalt, hogy még az MTA doktora képviselők is jelen vannak az osztályüléseken.

Az Akadémia és egyetemek kapcsolatában kiemelkedő fontosságúnak tekinthető a tanszéki kutatócsoportok létrejötte. A kezdetek visszanyúlnak a 60-as évekig, amikor Nagy Károly és kollégái rábeszélésekkel az Elméleti Fizika Tanszék akkori vezetőjét, *Novobátzky Károly* akadémikust, hogy az egyetemen, de az egyetemtől függetlenül, az Akadémia égisze alatt hozzon létre egy kutatócsoportot. Ez meg is történt 1960-ban, s hasonló kutatócsoportok Szegeden és a BME-n is létrejöttek (ezek voltak az első kutatócsoportok, amelyeken keresztül bizonyos értelemben intézményesült az egyetemek akadémiai támogatása). E kutatócsoportok jelentősége abban rejlett, hogy míg egyetemi állásokra csak olyan embert

lehetett felvenni, aki nem csak szakmailag jó, de egyben a rendszer elkötelezettje is, addig az akadémiai intézményekben az ideológiai feltételeket nem vették szigorúan, s ez sok jó fizikus túlélését jelentette.

A Tanszéki Kutatócsoportot Nagy Károly 1968-tól 1999-ig vezette. Én magam is e kutatócsoport tagja vagyok 1971-től, úgyhogy közvetlenül éreztem e védőernyő – amelyet Nagy Károly emelt fölénk, s ami megadta a békés alkotásra való lehetőséget – hatását. Nagy Károly úgy érezte, hogy magas színvonalú kutatás magától kell menjen. Ehhez persze a csoport tagjainak kiválogatása volt lényeges, amit szigorúan vett: csak a szakmai kiválóság, a tudomány iránt elkötelezettség és az emberi tisztesség számított. Ez a kiválasztási rendszer létrehozott egy életvidám, rendkívül motivált és sikeres gárdát, amelyhez tartozni rangot jelentett. Nagy Károly e kutatócsoportban indította meg és tudatosan fejlesztette a statisztikus fizikai kutatásokat, ami – viszszatekintve az utóbbi 50 év eredményeire – egy kiemelkedően sikeres tudománypolitikai döntés volt.

A tudományos és tudománypolitikai eredményektől függetlenül tudnunk kell, hogy Nagy Károly az oktatást, mégpedig a matematika-fizika szakos tanárok oktatását tekintette legfontosabb feladatának. Ahogy mondta „csinálom, ameddig bírom”. Három évvel ezelőtt a tanároknak indított PhD kurzusok egyikét tartotta a fizika történetéről. Képzeljük el a 87 éves tanárt, amint bemegy a terembe, megáll az osztály előtt, s így indítja előadását: „Idén a 63. tanévet kezdem ezen az egyetemen”.

Ezzel a képpel búcsúzom, s hozzátenném, hogy szerettünk, életed példa marad, történeteidet továbbmondjuk, emlékedet megőrizzük. Nyugodj békében!

A TÁRSULATI ÉLET HÍREI

Felsőoktatási és tudományos díjak, 2016

A 125 éves Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2016-ban is kiosztja a társulati kitüntetéseket, valamint a felsőoktatási és tudományos díjakat. A társulati kitüntetést a küldöttközgyűlésen vehette át *Nagy Dénes Lajos* (Eötvös Loránd Fizikai Társulat Érme) és *Füstöss László* (Prométheusz-érem „A fizikai gondolkodás terjesztéséért”). A felsőoktatási és tudományos díjak átadására Szegeden, a Fizikus Vándorgyűlésen kerül sor.

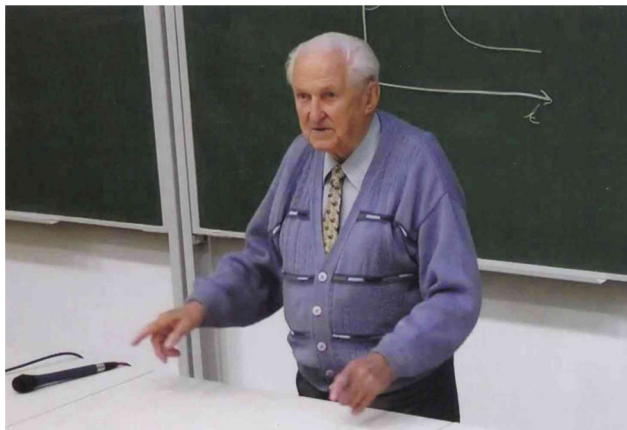
Életműdíj kategória

Dombi József egyetemi tanárnak, a Szegedi Tudományegyetem professzor emeritusának, a fizika művelésében, oktatásában és támogatásában több évtizeden keresztül kifejtett magas színvonalú tevékenységéért az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a *Marx György Felsőoktatási Díjat* adományozza.

Az élet csodálatos ajándéka az, ha valaki egész életében szeretett családjának és élethivatásának élhet. *Dombi József* tanár úrnak megadatott ez a lehetőség, és Ő becsülettel megszolgáltta ezt.

1938 szeptemberétől a szegedi egyetem polgáraként és a Báró Eötvös Kollégium ösztöndíjas tagjaként készülhetett fel élethivatására, a fizika kutatására és oktatására. Szorgalmával, tehetségével kiemelkedett évfolyamtársai közül, amit az is igazol, hogy másodéves korától a *Gombás Pál* által vezetett Elméleti Fizika Tanszéken lehetett demonstrátor, majd az egyetem elvégzése után *Fröhlich Pál* Kísérleti Fizika Tanszékén díjtalan gyakornok volt. A szépen induló karriert azonban megtörte a katonai behívó és a háború utáni zavaros évek.

Néhány évig matematika-fizika szakos középiskolai tanár, majd 1950 szeptemberétől, 66 évig, napjainkig nevelő egyetemének kutatója, oktatója. Igen, így jelen



időben, mert – az 1985-ös nyugállományba vonulását követően – még ma is tanít az Optikai Intézetben.

A *Budó Ágoston* által szervezett és vezetett lumineszcencia kutatócsoport – megalakulásától kezdve – sikeres tagja volt, ebből a témából publikált és szerzett tudományos fokozatot. Munkája minőségét jellemzi, hogy a Budó Ágoston által megkövetelt – közismerten magas – szakmai színvonalat egész pályafutása alatt minden területen maradéktalanul teljesítette.

Azok közé tartozik, akiknek sikerült összehangolni a kutatói tevékenységet az oktatómunkával, amiben eredményeit tudása, szakmaszeretete, lelkesedése, és a saját minőségi munkájával arányos igényessége biztosította.

1973 óta tagja az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak. Szervezője, mozgatója volt a fizikatanárok és fizikusok szakmai rendezvényeinek.

Míndezekért lehet még ma is szeretve tisztelt példaképe több ezer tanítványának, akik között szép számmal vannak akadémikusok, MTA elnök, rektor, kutatóintézeti főigazgató, és ami legalább olyan fontos, sok-sok kiváló fizikatanár.

Dombi tanár úr egész életében egyéniségével, hivatástudatával, tudásával, munkájával, a fizikát szolgálja, annak szépségét, hasznosságát hirdeti, reméljük még sokáig. Ezért illeti meg Őt ez az életműdíj.

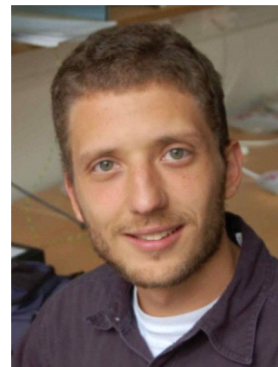
„PhD fokozat után, MTA doktori cím előtt díj” kategória

Bordács Sándornak, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Fizika Tanszék egyetemi adjunktusának, aki a mágneses anyagok optikai viselkedésének tanulmányozása terén jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó eredményeket ért el, az ELFT a *Budó Ágoston-díjat* adományozza. Bordács Sándor felfedezései ígéretes alkalmazási lehetőségeket kínálnak az optikai kommunikációban fényegyenirányítók és fénykapcsolók formájában, míg a



bioszenzorika területén új utat nyithatnak királis molekulák nagy érzékenyséű optikai kimutatásában. Fiatalkora ellenére kiforrott kutatói személyiség, aki saját ötleteit sikeresen valósítja meg, kreatív a kísérletezésben, jó előadó, igényes cikkíró és eredményes pályázó.

Csonka Szabolcsnak, a BME TTK Fizika Tanszék egyetemi docensének, a nanoszerkezetek elektrontranszportjának nagy visszhangot kiváltó kísérleti kutatásáért a Társulat a *Gyulai Zoltán-díjat* adományozza. A Csonka Szabolcs által előállított és vizsgált rendszerek a modern anyagtudomány világszerte intenzíven kutatóstruktúrái: a félvezető rétegszerkezetektől, a nanopálcákon át a felfüggesztett grafénig terjednek. Litográfiai eljárásokkal kialakított nanoáramkörökön tanulmányozza a ferromágneses-szupravezető korrelációkat, kvantummechanikailag összefonódott spinállapotok koherenciáját, ballisztikus és mezoszkopikus transzportjelenségeket. Csonka Szabolcs kiváló képességű kísérleti fizikus, aki a berendezés tervezésétől kezdve a kísérletek elvégzésén át egészen az eredmények értelmezéséig sikeresen viszi végig kutatási terveit.



Kiss Annamáriának, az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Szilárdtestfizikai és Optikai Intézete tudományos főmunkatársának, az erősen korrelált kondenzált anyagok fizikája területén végzett élvonalbeli alapkutatói eredményeiért az ELFT a *Gombás Pál-díjat* adományozza. Kiss Annamária analitikus számolásai és kvantum Monte Carlo szimulációs munkája nemcsak elméleti, de kísérleti problémák megoldásához is jelentősen hozzájárult, elsősorban mágneses tulajdonságok modellezésével.

Kormos Mártonnak, az MTA–BME „Lendület” Statistikus Térelméleti Kutatócsoport tudományos munkatársának, a Társulat a *Jánosy Lajos-díjat* adományozza. Kormos Márton kiemelkedő eredményeket ért el az alacsonydimenziós kvantum rendszerek elméleti vizsgálatában, amelyek az optikai rácsokon csapdázott ultrahideg atomokkal végzett kísér-



letekhez is szorosan kapcsolódnak. Feltétlenül megemlítendőek még az egydimenziós Bose-gázzal kapcsolatos, valamint a zárt kvantum rendszerek nemegyensúlyi dinamikája témakörében elért eredményei.

Somogyi Gábornak, az MTA–Debreceni Egyetem Rézecskefizikai Kutatócsoport tudományos főmunkatársának, aki az elmúlt tíz évben a nagyenergiás részecske ütközések pontos leírásához szükséges második sugárzási korrekciók elméletének kidolgozásán dolgozott, meghatározó szerepéért az ELFT a *Novobátzky Károlydíjat* adományozza. A mai kísérletekben elérhető ener-



giákon az erős csatolás értéke viszonylag nagy, ezért a perturbációs számítás magasabb rendjeiben megjelenő sugárzási korrekciók ismerete szükséges a hatáskelesztmetzetek pontos elméleti meghatározásához. E jelentős technikai kihívással járó kutatásban Somogyi Gábor munkássága kiemelkedő volt.

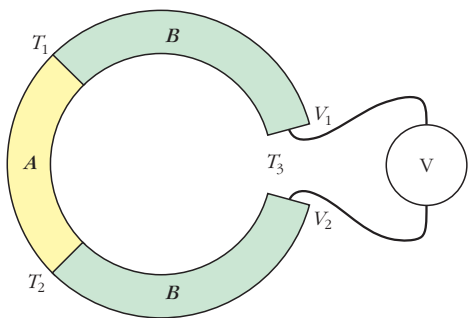
EURÓPAI ÉRDEKESSEGEK A *EUROPHYSICS NEWS* VÁLOGATÁSÁBÓL (2016. február–július)

Vissza a termoelektromos hatás alapjaihoz

Y. Apertet, H. Ouerdane, C. Goupil, Ph. Lecoeur: A note on the electrochemical nature of thermoelectric power. *Eur. Phys. J. Plus* 131 (2016) 76.

Az új kutatás ráirányítja a figyelmet az elektron diffúziós mozgékonyosságának szerepére a hulladékhő elektromos árammá alakításában.

Sok közismert fizikai jelenség létezik, amelyeket nem feltétlenül értünk részleteiben. Ez a helyzet a termoelektromossággal is, amely az általában energia-vesztésként elkönyvelt hő befogásával elektromos áramot hoz létre. Nincs közmegegyezés arról, hogy a Seebeck-együttható, amely az elektromostöltés-transz-



port és a hőtranszport közötti csatolás erősségét jellemzi, a kémiai vagy az elektrokémiai potenciál gradienséből származtatandó. A termoelektromos csatolás definíciójának a Seebeck-együttható mérési utasítására alapozott pontosítása után vizsgálják a termoelektromos feszültség és a különböző termodinamikai potenciálok kapcsolatát. Kimutatták, hogy az elektromos áram kifejezése közvetlenül megkapható a drift-diffúziós egyenletből, azaz a hatás kapcsolódik az elektronok diffúziós mozgékonyosságához. E felismerés potenciális alkalmazhatósága tíz nagyságrendet fog át a mikrowattostól a kilowattos teljesítménytartományig.

A kritikus összepréselés jelensége és az optimalizáció Kényszer Kielégítési Feladata

S. Franz, G. Parisi: The simplest model of jamming. *J. Phys. A: Math. Theor.* 49 (2016) 145001.

A gömbök amorf pakolását szokás „összepréselés-ként” is emlegetni. Az összepréselési pontot nemtermikus összenyomás révén lehet elérni. E pontban a gömbök (részecskék) mozgására megengedett tartomány nagysága eltűnik. Ez a marginális mechanikai stabilitású rendszer termodinamikailag kritikus. A szokásos fázisátalakulásokkal szemben ezen átalakulás kritikus exponensei nem függenek a rendszer térbeli kiterjedésének dimenziójától. Ezeket átlagtérközelítésben számolták ki. A cikk megmutatja, hogy az összepréselést hozzá lehet kapcsolni az optimalizáció elméletének egyik alapproblémájához a folytonos változókra megfogalmazott Kényszer Kielégítési Feladatához (angol rövidítés: CSP). A gömbök által kitöltött térrész hányadát a teljes térfogathoz a gömbök áthatolhatatlanságának kényszere mellett kell maximalizálni. A szerzők a Perceptron elnevezésű neurális hálót tanulmányozták közel a véletlen mintázatok tárolási határkapacitásához. Ez felel meg az összepréselési átalakulásnak. Az optimalizációs feladat a paraméterek függvényében lehet konvex vagy nem-konvex. Az előbbiben az összepréselési átmenet nem kritikus, az utóbbiban viszont kritikus tulajdonságú. A fizikai helyzetre átfordítva az állítást, az előbbi esetben az összepréselt állapotot folyadékfázisból, az utóbbiban marginális üvegfázisból közelíti meg a rendszer. A szerzők ugyanazokat a kritikus exponenseket találják, mint gömbökkel dolgozva átlagtérközelítésben. Folytonos nem-konvex CSP esetén feltételezik egy szuper univerzalitási osztály létezését, amelynek természetét az állapot üvegszerűsége határozza meg az összepréselési pont közelében.

Raman mikroszkópia gyorsan, vizuálisan

A Raman képképzés korábban specialisták működési területe volt. Mára azonban számos olyan alkalmazási területen is fontos eszközzé vált, ahol a felhasználók nem spektroszkópai szakértők. A **Thermo Scientific DXR™xi képképző Raman mikroszkópokban** alkalmazott új műszaki és szoftveres képképző megoldások teljesen vizuálissá tették a készülékek használatát, így a technika helyett elsősorban a kérdésekre és a kapott válaszokra lehet fókuszálni.

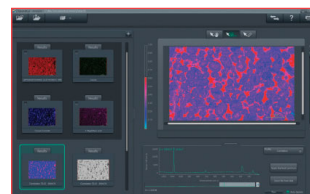
... kompromisszumok nélkül.

• thermoscientific.com/DXRxi



**DXR™xi Raman képképző
mikroszkóp**

Nagyteljesítményű, integrált
Raman képképző rendszer



**Thermo Scientific
OMNIC™xi Raman
képfeldolgozó szoftver**

Teljesen vizuálisan kezelhető,
gyors, Raman spektroszkópián
alapuló képképzés

Kizárólagos képviselet:

UNICAM Magyarország Kft., 1144 Budapest, Kőszeg utca 27.

Telefon: +36 1 221 5536 • Fax: +36 1 221 5543

E-mail: unicam@unicam.hu • Web: www.unicam.hu

UNICAM
Magyarország Kft.



Teljeskörű megoldások a laboratóriumok számára.

Linde különleges gázok és szolgáltatások.

- Nagytisztaságú gázok
- Hitelesítő és kalibráló gázok
- Kémiai gázok (NH_3 , Cl_2 , HCl , SO_2 , Et_2O stb.)
- Hűtőközegek (környezetbarát termékek)
- Kriogén gázok (cseppfolyósított gáztermékek: N_2 , He , Ar , O_2 , CO_2)
- A gázminőséghez és a felhasználási területnek leginkább megfelelő speciális nyomásszabályozók
- Automata palacklefejtő állomások
- Laboratóriumi elvételi helyek
- Szaktanácsadás, tervezés, kivitelezés
- Teljes gázellátó rendszerek kiépítése különleges gázokhoz
- Gázok, gázkeverékek, kémiai gázok ECOCYL® palackban
- Minican® palackok
- Speciális mintavételi és gáztároló eszközök: Plastigas® tasakok

JÖVŐNKRŐL ÉS A FIZIKA JÖVŐJÉRŐL SZEGEDEN

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi Vándorgyűlése a 21. század eddigi összes összejövetelének résztvevői létszámát legalább kétszeresen meghaladja. A *Fizikai Szemle* kettős számát legalább harmadrészen olyan kollégák veszik kezükbe, akik (egyelőre!) nem tagjai Társulatunknak.

Keresve az érdeklődés látványos megnövekedésének forrásait legfontosabbnak említem azt a közös meggyőződésünket, hogy az emberiség jövője szempontjából a fizika tudományának mindmáig elért és jövőbeli eredményei, illetve azok technikai alkalmazásai óriási jelentőségűek. A fizika elsőrangú fontosságát a jövő anyagi és szellemi profiljának alakításában jelzik szakmai programunk olyan címtörédei mint „Femtosekundumos lézerek az orvostudományban”, „A Naprendszer trónfosztása és a feltáruló csillagbelsők”, „Fizikai folyamatok a természetben, a téma megjelenése a Nemzeti Alaptantervben”, „Kvantumelektronika nanoáramkörökben”, „Magyar hozzájárulás a fúziós erőművek fizikájának megértéséhez”, „BiTeI-grafén vékonyrétegek ígéretes tulajdonságai”, „Nukleáris asztrofizika radioaktív ionnyalábokkal”, „Maláriakutatás: szilárdtestfizika vagy biofizika?”, „Kvantumtechnológiai rendszerek”, „Képzés kozmikus részecskék nyomkövetésével”, „Klíma és valószínűség: minek alapján jósolható változás?”, „Üzemanyag elemek szén nanoszerkezeteinek a színképészete”, „Hogyan választunk kommunikációs csatornát?” és sok más.

Az előkészítő munka némely tudatosan megkomponált törekvésének pozitív hatását is örömmel tapasztalom. A közvetlenül megszólított „Lendület”-csoportok, illetve az Európai Kutatási Tanács (ERC) támogatásával szerveződő csoportok mind egyike meglátta a vándorgyűlés kínálta lehetőséget eredményei széleskörű szakmai bemutatására. A fizika oktatásának kutatási aspektusai felé nyitott program meghirdetése nem csak a szegedi tanárkollégák érdeklődését keltette fel (33 regisztrált résztvevő).

Az egyetemi hallgatóknak a BSc-korosztálytól a PhD-hallgatókig kedvezményes részvételi lehetőséget kínáltunk, igen pozitív visszhangra lelve (59 regisztrált résztvevő). Végül, a magyar fizikusközösség egyre nagyobb számban posztdoktori állásban vagy akár professzorként külföldön dolgozó tagjait is invitáltuk, használják fel találkozóinkat szakmai-baráti kapcsolataik frissítésére (13 regisztrált résztvevő).

Külön említést kíván az Extreme Light Infrastructure (ELI-ALPS) most alakuló nemzetközi kutatógárdájának intenzív bemutatkozása, amely a plenáris és párhuzamos szekció-előadásokon túl 33 poszterbemutatóban is megnyilvánul. Hasonlóan örömteli Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem (5 előadás + 17 poszterbemutató) és az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont (28 előadás + 16 poszter) elkötelezett részvétele.

Tisztelettel megköszönöm vendéglátóinknak: az MTA Szegedi Biológiai Kutatóközpontnak (*Ormos Pál* főigazgatónak és *Zimányi László* igazgatónak) és a Szegedi Tudomány Egyetemnek (*Szabó Gábor* rektornak és *Szatmáry Sándor* intézetigazgatónak), valamint Szeged Megyei Jogú város Önkormányzatának a Vándorgyűlés megrendezéséhez nyújtott támogatásukat. A helyi szervezőbizottság tagjai (*Hopp Béla* professzor vezetésével) és az ELFT szakcsoportjaiból a programbizottságba delegált kollégák kiválóan pontos előkészítő munkát végeztek. A kommunikáció szervezetségéért *Borsos József* honlapgazdának és *Szalai Tamásnak*, az elektronikus kiadvány szerkesztőjének lehetünk hálásak.

Minden résztvevőnek jó munkát és a jövőt megalapozó, új baráti és szakmai kapcsolatokat kívánok. Vándorgyűlésünk zárásakor tekinthessünk optimistán 2019-es, Eötvös-centenáriumunk találkozónk felé!

Patkós András

Tudományos program napi bontásban

2016. augusztus 24.

14.00–15.30

Megnyitó

Gaetana Laricchia (UC London): Interactions with Positrons and Positronium Atoms and Molecules
Juhász Tibor (UC Irvine): Femtoszekundumos lézerek az orvostudományban: alap kutatás és klinikai alkalmazások

16.00–17.30

ELI – SzBK szekció

Dimitris Charalambidis (ELI–ALPS): The Extreme Light Infrastructure – Attosecond Light Pulse Source (ELI–ALPS) project
Victor Zamfir (ELI–NP): Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics (ELI–NP) – Status and Perspectives
Ormos Pál (MTA SzBK): Az optikai manipuláció lehetőségeinek kiterjesztése speciális alakú testek alkalmazásával

2016. augusztus 25.

9.00–10.30

Csillagászat és asztrofizika I.

Gergely Á. László (SzTE): Feketelyuk-kettősök: LIGO-források és új dinamikai effektusok
Szalai Tamás (SzTE): Porképződés és sugárzás-anyag kölcsönhatások szupernóva-robbanások környezetében
Mészáros Szabolcs (ELTE Gotthárd): A Tejútrendszer kémiai összetételének vizsgálata a nagyfelbontású spektroszkópiai égboltfelmérő programok korában
Szabó Róbert (MTA CsFK Konkoly): A Kepler-forradalom: a Naprendszer trónfosztása és a feltároló csillagbelső

Megújult eljárások, új vizsgálati módszerek a modern anyagtudományban I.

Pekker Sándor (MTA Wigner): Új szerves-fémkoordinációs vázszerkezetek
Groma István (ELTE): Nagyfelbontású EBSD
Cserháti Csaba (DE): Szilárdtest-reakció nanoskálán
Ispánovity Péter (ELTE): Mikronos méretű fémek mechanikai tulajdonságai: a deformációs lavináktól a diszlokáció-mintázatokig

Attoszekundumos fizika és az ELI I.

Varró Sándor (MTA Wigner és ELI–ALPS, ELI–HU NKFT): Az attoszekundumos fizika néhány nyitott kérdése
Földi Péter (SzTE): Magas felharmonikusok keltése tömbi szilárdtestekben: elméleti modell
Varjú Katalin (ELI–ALPS): Attoszekundumos impulzusok keltésének makroszkopikus optimalizációja
Tóth György (PTE): Vivőburkoló-fázis kontrollált egy ciklusú attoszekundumos impulzusok előállítása

11.00–13.00

Lendületben a részecskefizika I.

Nagy Sándor (DE): Kvantum renormálási csoport
Petreczky Péter (Brookhaven NL): Kvar-k-hadron átalakulás véges hőmérsékleten
Hegedűs Árpád (MTA Wigner): Holográfia és kvar-antikvar-potenciál
Mezei Márk (Princeton Univ.): Termalizáció, összefonódási entrópia és káosz AdS/CFT-ből
Berényi Dániel (MTA Wigner): Inhomogén párkeltés extrém erős terekben

A fizikaoktatás kutatásának hazai és nemzetközi irányai I.

Sós Katalin (SzTE): Fizikai folyamatok a természetben, a téma megjelenése a Nemzeti Alaptantervben
Hegedűs Zsuzsanna (Kosztolányi Gimn., Bp.): Exobolygók minden szinten
Gróf Andrea (Karinthy Gimn., Bp.): Honnan fúj a szél? Okosabb-e egy ötödikes, mint Sylvester Stallone?
Jarosievitz Beáta (SEK Budapest Ált. Iskola Gimn. és Gábor Dénes Főiskola): A társakhoz fordulva, saját mobil eszközökkel (BYOD) élvezetesebb a Fizika!
Halász Tibor (ELFT): Miben nem egzakt az oktatott fizika és mi ennek a következménye?

Új irányok és eredmények a szilárdtestkutatásban I.

Kormos Márton (MTA–BME): Zárt kvantumrendszerek nemegyensúlyi dinamikája
Kiss Annamária (MTA Wigner): Töltésen alapuló Kondo-fizika szamáriumos nehézfermion-rendszerekben
Bordács Sándor (BME): Skyrmionok vizsgálata multiferro anyagokban
Csonka Szabolcs (BME): Kvantumelektronika nanoáramkörökben

14.30–16.00

Atomfizika – plazmafizika

Juhász Zoltán (MTA ATOMKI): Negatív ionfragmentumok keletkezése molekulák ütközéseiben
Demes Sándor (MTA ATOMKI – Ukrán TA Elektronfizika): Kénklaszterek fragmentációjának elméleti tanulmányozása
Tóth-Katona Tibor (MTA Wigner): Fénnyel keltett átorientálások és instabilitások
Zoletnik Sándor (MTA Wigner): Magyar hozzájárulás a fúziós erőművek fizikájának megértéséhez

Új irányok és eredmények a szilárdtestkutatásban II.

Tapasztó Levente (MTA EK MFA): Kétdimenziós anyagok atomi és elektronszerkezete
Rakya Péter (ELTE): Josephson-effektus grafénrendszerekben
Oroszlány László (ELTE): BiTeI-grafén vékonyrétegek ígéretes tulajdonságai

David Zsolt Manrique (UC London): Szubmolekuláris kvantuminterferencia és molekuláris elektromos és termo-elektromos vezetőképesség faktorizálhatósága

Magyar magfizikai kutatások itthon és a világban I.

Elekes Zoltán (MTA ATOMKI): Atommagfizika és nukleáris asztrofizika radioaktív ionnyalábokkal

Kiss Miklós (Berze Nagy Gimn., Gyöngyös): Magszintézis neutronbefogással: a klasszikus kép finomítása

Kovács Péter (MTA Wigner): Királis fázisátalakulás, termodinamika és mezontömegek közegbeli viselkedése kiterjesztett lineáris szigma-modellből

Balassa Gábor (MTA Wigner): Többszörös ütközések vizsgálata nagyenergiás nehézion-reakciókban

16.30–18.00 (18.20)

A fizikaoktatás kutatásának hazai és nemzetközi irányjai II.

Radnóti Katalin (ELTE): Milyen ma egy fizikaóra és milyennek szeretnénk?

Mező Tamás (Radnóti Gimn., Szeged): A kétszintű érettségi vizsga tapasztalatai és megújulása

Nagy Péter (Kecskeméti Főiskola): Fortuna szekerén...

Orosz Gábor Tamás (Óbudai Egyetem): Innovatív módszertani elemek szerepe a mérnöki fizika oktatásában

Megújult eljárások, új vizsgálati módszerek a modern anyagtudományban II.

Cora Ildikó (MTA EK MFA): „Új” elektron-krisztallográfiai módszerek a szerkezetmeghatározásban

Beke Dávid (BME–MTA Wigner): SiC nanokristályok optikai tulajdonságainak feltérképezése

Fried Miklós (MTA EK MFA): Nagysebességű spektroszkópiai ellipszometriai módszer nagy területű vékonyrétegek online monitorozásához

+ Attoszekundumos fizika és az ELI II.

Tókési Károly (ELI–ALPS, ELI–HU NFkt és MTA ATOMKI): Kollektív gerjesztések valós idejű megfigyelése fotoemisszió során

Ricz Sándor (MTA ATOMKI): Fotoelektronok szögeloszlásának mérése és kiterjesztése az ELI attoszekundumos nyalábjára

Csillagászat és asztrofizika II.

Szabados László (MTA CsFK Konkoly): Asztrometria – egy klasszikus tudományág újjászületése

Tóth Imre (MTA CsFK Konkoly): A Naprendszer eddig ismeretlen nagybolygója nyomában

Ábrahám Péter (MTA CsFK Konkoly): Csillagkeletkezés a Gaia űrtávcsővel

Kóspál Ágnes (MTA CsFK Konkoly): Strukturált anyagbefogási korongok, mint a bolygókeletkezés időfüggő kezdőfeltételei

18.30–20.15 (SzBK Konferencia-terem)

Tudománypolitikai Fórum: „Beilleszkedés és visszailleszkedés a magyar tudomány intézményrendszerébe”

Bevezető előadások (15–15 perc): Lovász László akadémikus (az MTA elnöke), Pálkás József akadémikus (az NKFIH elnöke) és Palkovics László akadémikus (oktatási államtitkár, EMMI)

2016. augusztus 26.

8.30–9.00

Rendkívüli plenáris előadás

Krasznahorkay Attila (MTA ATOMKI): Az ötödik kölcsönhatás nyomában

9.00–10.30

Plenáris előadások

Kézmárki István (BME): Maláriakutatás: szilárdtestfizika vagy biofizika?

Farkas Illés (MTA–ELTE): A statisztikus fizika alkalmazásai csoportos mozgás, döntések és hierarchikus hálózatok esetén

Nemes-Incze Péter (RWTH Aachen): Paritáserősség grafénben

11.00–13.00

Az anyagszerkezeti képalkotás új módszerei

Velimir Radmilovic (Szerb Tud. Akadémia): Structure and thermoelectric properties of functional oxide nanowires

Radnóczy György (MTA EK MFA): Nagy-entrópiás ötvözet-vékonyrétegek szerkezete

Szentmiklósi László (MTA EK): Megújult elemanalitikai és képalkotó berendezések a budapesti Neutron Centrumban

Nagy Gergely (PSI, Villingen Svájc): Fényenergia-konvertáló biológiai membránok szerkezete és dinamikája

Fábián Margit (MTA EK): Új típusú optimalizált ritka-földfém-rendszerek karakterizálása neutron- és röntgenszinkrotron-forrással

Kvantum-informatika

Gali Ádám (MTA Wigner): Kvantumtechnológiai rendszerek: szimuláció és kísérleti megvalósítás

Zimborás Zoltán (FU Berlin): Az összefonódás szerepe a kvantum-soktestrendszerek fizikájában

Szalay Szilárd (MTA Wigner): Sokrész-korrelációk kvantumrendszerekben

Kiss Tamás (MTA Wigner): Exponenciális érzékenység és annak ára a kvantummechanikában

Koniorczyk Máttyás (PTE): A Bell-egyenlőtlenségek valószínűségi geometriájáról

Lendületben a részecskefizika II.

Pásztor Gabriella (MTA–ELTE): Új Fizika: az ismeretlen nyomában az LHC-vel

Zsigmond Anna (MTA Wigner): Z-bozonok az LHC nehézion-programjában

Kardos Ádám (MTA–DE): Numerika a Higgs-bozon körül

Varga Dezső (MTA Wigner): Innovatív gáztöltésű részecske-detektorok

Oláh László (MTA Wigner): Képpalkotás kozmikus részecskék nyomkövetésével

14.30–16.00

Statisztikus fizika és alkalmazásai I.

Tél Tamás (ELTE): Klíma és valószínűség: minek alapján jóslható változás? Klímaváltozás a statisztikus fizika szempontjából

Szabó György (MTA EK MFA): Chimera-állapotok az evolúciós játékelméletben

Börzsönyi Tamás (MTA Wigner): Hogyan folyik a szemcsés anyag?

Attoszekundumos fizika és az ELI III.

Groma Géza (MTA SzBK): Útban az ELI felé: femtoszekundum időfelbontású fluoreszcencia-spektroszkópia egy koenzim molekulán

Dombi Péter (MTA Wigner): Ultragyors nanoplazmonika és alkalmazásai

Almási Gábor (PTE): Extrém nagy energiájú THz-es impulzusok előállítása és alkalmazása töltött részecskék gyorsítására

Vibók Ágnes (DE): Control by frequency chirped laser-induced conical intersections

Új eredmények a hazai vákuum- és felületfizikában

Tóth József (MTA ATOMKI): Üzemanyagelemek szén nanoszerkezeteinek színképzészet

Berkó András (MTA-SZTE): AuRh felületi ötvözet képződése tiszta és h-BN filmmel borított Rh(111) felületen: STM vizsgálatok

Szilágyi Edit (MTA Wigner): Szigetelő anyagok ionnyalábos analízise

Bányász István (MTA Wigner): Ionimplantált optikai hullámvezetők és Bragg-rácsok

16.30–18.00

Statisztikus fizika és alkalmazásai II.

Ódor Géza (MTA EK MFA): A heterogenitások hatása kritikus agyhálózati modellekben

Török János (BME): Mit tanulhatunk a big datából, avagy hogyan választunk kommunikációs csatornát?

Gillemot Katalin (MTA Wigner): Különböző érdességű részecskékből álló száraz, szemcsés keverékekben nyírás hatására fellépő szegregáció

Kovács Róbert (MTA Wigner): Nem-Fourier-hővezetés: elméleti és kísérleti eredmények

Magyar magfizikai kutatások itthon és a világban II.
Barnaföldi Gergely (MTA Wigner): Nagyenergiás ütközések vizsgálata elméleti szimulációkban és az ALICE kísérletben

Wolf György (MTA Wigner): Koherencia és dekoherencia pionindukált dileptonkeltésben

Pósfay Péter (MTA Wigner-ELTE): Maganyag vizsgálata FRG módszerrel

Vajda Isván (MTA ATOMKI): MTA ATOMKI Tandetron részecskegyorsító – egy új kutatási infrastruktúra

Röntgenfotonok és neutronok: megnyíló és elvesző lehetőségek

Markó Márton (MTA Wigner): ESS – minőségi ugrás a neutronos szerkezet-meghatározásban

Brockhauser Sándor (EUXFEL-Hamburg): Az Európai X-ray Free Elektron Lézer (EuXFEL)

Németh Zoltán (MTA Wigner): Nagyfelbontású röntgenspektroszkópiák laborforrással és röntgenlézerekkel

Merkel Dávid (MTA Wigner): Mágnesség kialakulása nanogömb sablonra növesztett ultravékony vasrétgekben

2016. augusztus 27.

9.00–10.30

Plenáris előadások

Szabó Pál (Szlovák TA, Kassa): Szupravezetés erősen rendezetlen rendszerekben. MoC vékonyrétegek szupravezető-szigetelő átmenet közelében

Kovács András (Ruska Centre for Microscopy, Jülich): Mágneses nanoszerkezetek vizsgálata elektronholográfiával

Bortel Gábor (MTA Wigner): Szerkezeti tényezők fázisának mérése Kossel-vonalak szerkezetéből

11.00–13.10

Plenáris előadások

Borsányi Szabolcs (BU Wuppertal): A kvark-gluon plazma az elméleti fizikában

Kiss Gábor Gyula (RIKEN, Japán és MTA ATOMKI): A vasnál nehezebb elemek keletkezésének vizsgálata stabil és radioaktív nyalábokkal

Kocsis Bence (ELTE ERC): Gravitációshullám-asztrofizika – egy új korszak kezdete

Iglói Ferenc (MTA Wigner): Rendezetlen kvantum rendszerek: fázisátalakulások és lokalizáció

A Vándorgyűlés bezárása

1. Bemutatkozik az ELI–ALPS

1.1 S. Kühn,¹ Mathieu Dumergue,¹ Arjun Nayak Puttur,¹ Paris Tzallas,^{1,5} Subhendu Kahaly,¹ Sudipta Mondal,¹ Naveed Ahmed,¹ Miklos Fule,¹ Tamas Csizmadia,¹ Harshitha N. G.,¹ Fatemeh Aenehvand,¹ Balazs Farkas,¹ **Balazs Major**,^{1,4} Lana Neoricic,¹ Laszlo Ovari,^{1,4} Franck Lépine,^{1,2} Dimitris Charalambidis,^{1,5} Katalin Varju,¹ Giuseppe Sansone^{1,3}

¹ELI–ALPS, ELI–HU Kft., Szeged; ²Institut Lumière Matière (ILM), CNRS, Université Lyon, France; ³Dipartimento di Fisica Politecnico, Milano, Italy; ⁴University of Szeged, Hungary; ⁵Foundation for Research and Technology Hellas (FORTH–IESL) Heraklion, Greece
Perspectives offered by the ELI–ALPS beam lines and end-stations for gas phase and condensed matter physics of ultrafast phenomena

1.2 **B. Nagyillés**,¹ B. Farkas,^{1,2} K. Varjú^{1,2}

¹Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged, Szeged, Hungary; ²ELI–HU Non-Profit Ltd., Szeged, Hungary
Attosecond Beamline at the University of Szeged

1.3 **Dániel Papp**, Ervin Rácz, Christos Kamperidis, Patrizio Antici

Particle and THz Sources Division, ELI–ALPS, ELI–HU Non-profit Ltd., Szeged, Hungary
Electron acceleration with the SYLOS laser at ELI–ALPS

1.4 **Zoltán Tóth**, Csaba Póth, Gergő Hajas, Richard Glasscock, Lajos Fülöp

ELI–ALPS, ELI–Kft., Szeged
Mechanical Engineering Activities at ELI–ALPS

1.5 **Fülöp Lajos**, Kiss Imre, Mészáros Gergő, Kecskés Tamara, Schrettner Lajos, Koncz Miklós, Mohácsi Árpád, Tóth Zoltán

ELI–HU Nkft., Szeged
Engineering and integration aspects of the research technology of ELI–ALPS

1.6 **Lana Neoricic**,¹ Balázs Farkas,^{1,5} Balázs Major,^{1,5} Sergei Kühn,¹ Mathieu Dumergue,¹ Arjun Nayak Puttur,¹ Piotr Rudawski,² Anne L’Huillier,² Sylvain Maclot,² Per Johnsson,² Cord Arnold,² Christoph Heyl,² Filippo Campi,² Hampus Wikmark,² Bastian Manschwetus,² Miguel Miranda,² Constantinos Kalpouzos,³ Paris Tzallas,^{1,3} Dimitris Charalambidis,^{1,3} Giuseppe Sansone,^{1,4} Katalin Varjú^{1,5}

¹ELI–HU Nonprofit Kft., Szeged, Hungary; ²Department of Physics, Lund University, Lund, Sweden; ³Foundation for Research and Technology – Hellas, Institute of Electronic Structure and Laser, Heraklion, Greece; ⁴Dipartimento di Fisica Politecnico Milano, Italy; ⁵Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged, Hungary

High intensity attosecond beamlines at ELI–ALPS based on gas high harmonic generation

1.7 **Tamás Csizmadia**,¹ Harshitha N. G.,¹ Fatemeh Aenehvand,¹ Miklós Füle,¹ Francesca Calegari,^{2,3} Michele Devetta,^{2,3} Fabio Frassetto,³ Erik Månsson,³ Mauro Nisoli,^{2,3} Luca Poletto,⁴ Salvatore Stagira,^{2,3} Caterina Vozzi,³ Giuseppe Sansone,^{1,2,3} Katalin Varjú,^{1,5}

¹ELI–ALPS, ELI–HU Kft., Szeged; ²Dipartimento di Fisica Politecnico, Piazza, Milano, Italy; ³Institute of Photonics and Nanotechnologies (IFN) – CNR, Milano, Italy; ⁴Institute of Photonics and Nanotechnologies (IFN) – Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR), Padova, Italy; ⁵Dept Optics and Quantum Electronics, University of Szeged

High Repetition Rate Attosecond Source in ELI–ALPS

1.8 **M. Koncz**, N. Kwinten, F. Horváth, M. Sallam, S. Bodó–Merle, L. Fülöp, K. Osvay

ELI–HU Non-Profit Ltd., Szeged
Scientific challenges in Electrical Engineering Group at ELI–ALPS

1.9 Gergő Mészáros, Katalin Csonti, **Veronika Hanyecz**, Zénó István Szabó, Csaba Vass, Attila Pál Kovács, Lajos Fülöp, Károly Osvay

ELI–ALPS, ELI–HU Non-Profit Kft., Szeged
Scientific challenges in Optical Preparatory Workshops at ELI–ALPS

1.10 Vass Csaba, **Mészáros Gergő**, Csonti Katalin, Hanyecz Veronika, Kovács Attila Pál, Szabó Zénó István, Varjú Katalin, Osvay Károly

ELI–HU Non-Profit Ltd., Szeged
Scientific challenges in Target Preparation Laboratory in ELI–ALPS

1.11 **Lajos Schrettner**, Lajos Fülöp

ELI–HU Nkft., Szeged
Software engineering at ELI–ALPS

1.12 Börzsönyi Á.,^{1,2} Farkas B.,² Kiss B.,² Kovács M.,² **Flender R.**,¹ Jójárt P.,^{1,2} Vass Cs.,^{1,2} Kovács A. P.,¹ Varjú K.,² Osvay K.^{1,2}

¹SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék; ²ELI–HU Nkft., Szeged
TeWaTi felhasználói lézertudatórium: út az ELI–ALPS lehetőségeihez

1.13 **Á. Mohácsi**, M. Kalashnikov, V. Chvykov, M. Kiss, B. N. Ahn, P. Lendvai, L. Fülöp, K. Osvay

Extreme Light Infrastructure – Attosecond Light Pulse Source (ELI–ALPS), ELI–HU Nonprofit Ltd., Szeged
The Beam Transport Systems of the SYLOS and HR lasers at ELI–ALPS

1.14 Kiss Imre, Sohier Henri, Carrizales Jacobo Abraham Montano, Kiss Miklós, Fülöp Lajos

ELI–HU Non-Profit Ltd., Szeged
The Infrastructure Liaison Group in the Scientific Engineering Division

1.15 **Oszkó Albert**, Ajtai Tibor, Óvári László

ELI-HU Nkft., Szeged

Ultragyors felülettudomány az ELI-ALPS-ben: perspektívák

2. Nemzetközi infrastruktúra

2.1 **Belgya Tamás**

MTA EK, Energia- és Környezetbiztonsági Intézet

A CERIC-ERIC konzorcium

2.2 **Börzsönyi Ádám**

Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék és Laserlab-Europe National Contact Point

Interdiszciplináris kutatási lehetőségek Európa vezető lézertudományainak hálózatán, a Laserlab-Europe-on keresztül

3. Attoszekundumos fizika és az ELI-ALPS

3.1 Harshitha N. G.,¹ Arjun Nayak Puttur,¹ Mathieu Dumergue,¹ Sergei Kuhn,¹ Tamas Csizmadia,¹ Fatemeh Aeenehvand,¹ Miklos Fule,¹ Giuseppe Sansone,^{1,2,3} Mousumi Upadhyay Kahaly,¹ Balazs Farkas,¹ Balazs Major,^{1,4} Viktor Szaszko-Bogar,^{1,4} Szilard Majoros,⁴ Katalin Varju,^{1,4} Emmanouil Skantzakis,⁵ Paris Tzallas,^{1,5} Dimitris Charalambidis,^{1,5} Subhendu Kahaly¹

¹ELI-ALPS, ELI-HU Kft., Szeged, Hungary; ²Institute of Photonics and Nanotechnologies (IFN) – Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR), Milano, Italy; ³Dipartimento di Fisica Politecnico, Milano, Italy; ⁴University of Szeged; ⁵Foundation for Research and Technology Hellas (FORTH-IESL) Heraklion, Greece

Saddle point approaches in attosecond physics

3.2 Major Balázs,^{1,2} Kőrös Pál Csaba,¹ Kovács Katalin,^{2,3} Balogh Emeric,^{1,2} Christoph Heyl,^{4,5} Anne L'Huillier,⁴ Valer Tosa,^{2,3} Varjú Katalin^{1,2}

¹Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem; ²ELI-HU Non-profit Kft., Szeged; ³Nat. Inst. for R&D of Isotopic and Molecular Techn., Kolozsvár, Románia; ⁴Department of Physics, Lund University, Lund, Svédország; ⁵Department of Physics, University of Colorado, Boulder, USA

Optimális magasharmonikus-keltési körülmények keresése többdimenziós paraméterterben

3.3 Sárosi Krisztina,¹ Flender Roland,¹ Börzsönyi Ádám,^{1,2} Chikán Viktor^{1,2,3}

¹Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem; ²ELI-HU Nkft., Szeged; ³Department of Chemistry, Kansas State University, Manhattan, USA

Aszimmetrikus levegőplazmában keltett terahertzes impulzusok numerikus és kísérleti vizsgálata

3.4 Sundipta Mondal, Naveed Ahmed, Subhendu Kahaly

ELI-ALPS, ELI-Kft., Szeged

Coherent XUV and THz electromagnetic bursts from ultrashort intense laser interaction with solid density plasma mirrors

3.5 Tibai Z.,¹ Pálfalvi L.,² Sharma A.,⁴ Almási G.,^{2,3} Fülöp J.,^{2,3} Hebling J.,^{1,2,3}

¹MTA-PTE Nagy Intenzitású Terahertzes Kutatócsoport, Pécs; ²Fizikai Intézet, Pécsi Tudományegyetem; ³Szentágotthai Kutatóközpont, Pécsi Tudományegyetem; ⁴ELI-ALPS, Szeged

Elektron és protongyorsítás THz-es lézertimpulzusokkal

3.6 Viktor Szaszko-Bogár,^{1,3} Péter Földi,^{2,3} Katalin Varjú^{1,3}

¹Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged; ²Department of Theoretical Physics, University of Szeged; ³ELI-ALPS, ELI-HU Non-Profit Ltd., Szeged

High harmonic generation in an artificial crystal

3.7 Gy. Polónyi,^{1,2} B. Monoszlai,^{2,3} G. Andriukaitis,⁴ T. Balciunas,⁴ Cs. Lombosi,² G. Gäumann,⁵ T. Feurer,⁵ G. Arthur,⁶ A. Baltuska,⁴ J. Hebling,^{1,2} J. A. Fülöp^{1,2,3}

¹MTA-PTE High-Field Terahertz Research Group, Pécs, Hungary; ²Institute of Physics & Szentágotthai Research Centre, University of Pécs, Pécs, Hungary; ³ELI-ALPS, ELI-HU Nkft., Szeged, Hungary; ⁴Photonics Institute, Vienna University of Technology, Vienna, Austria; ⁵Institute of Applied Physics, University of Bern, Bern, Switzerland; ⁶Scitech Precision Ltd., Oxford, United Kingdom

Highly Efficient Semiconductor Terahertz Pulse Sources

3.8 Hack Szabolcs,¹ Varró Sándor,^{1,2} Czirják Attila^{1,3}

¹ELI-ALPS, ELI-HU Non-Profit Kft., Szeged; ²Wigner Fizikai Kutatóközpont, SZFI; ³Elméleti Fizikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem

Izolált attoszekundumos impulzus előállítás nemlineáris Thomson-szórással

3.9 Kőrös Pál Csaba,² Dr. Geretovszkyné Dr. Varjú Katalin^{1,2}

¹ELI-ALPS; ²Dept. Optics and Quantum Electronics, University of Szeged

Models of gas high harmonic generation

3.10 Tóth Sára,^{1,2} Dombi Péter,^{1,2} Koós Margit²

¹ELI-ALPS, ELI-HU Nonprofit Kft., Szeged; ²MTA Wigner FK SZFI

Nanogyémánt előállítás ultrarövid impulzusú lézerrel

3.11 Ayadi Viktor,¹ Földi Péter,^{2,3} Dombi Péter,^{1,3} Tótkési Károly^{3,4}

¹MTA Lendület Ultragyors Nanooptikai Kutatócsoport, Wigner FK; ²Elméleti Fizikai Tanszék, SZTE; ³ELI-ALPS, ELI-HU Non-profit Kft.; ⁴MTA ATOMKI

Atomik alagút ionizáció tanulmányozása szemiklaszikus Monte Carlo módszerrel

3.12 Major Balázs,^{1,2} Kőrös Pál Csaba,¹ Kovács Katalin,^{2,3} Balogh Emeric,^{1,2} Christoph Heyl,^{4,5} Anne L'Huillier,⁴ Valer Tosa,^{2,3} Varjú Katalin^{1,2}

¹Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem; ²ELI-HU Non-profit Kft., Szeged; ³Nat. Inst. for R&D of Isotopic and Molecular Techn., Kolozsvár, Románia; ⁴Department of Physics, Lund University, Lund, Svédország; ⁵Department of Physics, University of Colorado, Boulder, USA

Optimális magasharmonikus-keltési körülmények keresése többdimenziós paraméterterben

3.13 H. Cao,¹ M. Kalashnikov,¹ K. Osvay,¹ Nikita Khodakovskiy, Roland S. Nagymihály,^{1,2} V. Chvykov¹
¹ELI-ALPS ELI-HU Nkft., Szeged; ²Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
Polarization Encoded Chirped Pulse Amplification in Ti:Sapphire – a Way towards Few Cycle PW Lasers

3.14 Sándor Varró,¹ Mónika Polner,^{1,2} Anett Vörös-Kiss²
¹ELI ALPS ELI HU Ltd., Szeged; ²Bolyai Institute, University of Szeged
Scattering of ultrashort electromagnetic pulses on a system of two parallel current sheets; The role of the radiation reaction and of the time delay

4. Optika, lézerfizika és alkalmazásai

4.1 Karnok Máté,¹ Papdi Pál Soma,¹ Szűcs Kilián,¹ Hopp Béla²
¹Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium; ²SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
A szén-dioxid lézer sebészeti alkalmazásai

4.2 Kurucz Máté,¹ Börzsönyi Ádám,^{1,2} Kovács Máté,^{1,2} Nagymihály Roland,^{1,2} Osvay Károly^{1,2}
¹ELI-HU Nonprofit Kft., Szeged; ²Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
Az SZTE TeWaTi femtoszekundumos lézerrendszer vivő-burkoló fáziscsúszásának mérése és stabilizálása

4.3 Buzády A.,¹ Tóth Gy.,² Unferdorben M.,¹ Hebling J.,^{1,2,3} Oláh L.,⁴ Hajdara I.,⁴ Kovács L.,⁴ Mező E.,⁵ Lemli B.,^{3,5} Kunsági-Máté S.,^{3,4} Pálfalvi L.¹
¹Pécsi Tudományegyetem, Fizikai Intézet; ²MTA-PTE Nagy Intenzitású Terahertzes Kutatócsoport; ³Pécsi Tudományegyetem, Szentágotthai János kutató Központ; ⁴MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont; ⁵Pécsi Tudományegyetem, Kémiai Intézet
Dielektromos jellemzők meghatározása a THz-es frekvenciatarományban

4.4 D. Szaller,¹ D. G. Farkas,¹ V. Kocsis,^{1,4} S. Bordács,¹ U. Nagel,² T. Rööm,² H. Engelkamp,³ H. Murakawa,⁴ I. Kézsmárki¹
¹Department of Physics, Budapest University of Technology and Economics and MTA-BME Lendület Magneto-optical Spectroscopy Research Group; ²National Institute of Chemical Physics and Biophysics, Tallinn, Estonia; ³High Field Magnet Laboratory, Institute for Molecules and Materials, Radboud University, Nijmegen The Netherlands; ⁴RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS), Japan
Enhanced directional dichroism via optical paramagnetolectric effect in high magnetic fields

4.5 Sárosiné Szemes Dorottya, Vankó György
MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont RMI
Femtoszekundumos tranziens optikai abszorpció mérések az MTA Wigner FK-ban

4.6 Grósz Timea, Kovács Attila Pál
SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
Fotonikus kristályszállak ablakolt Fourier-transzformáció módszerén alapuló diszperziómérése

4.7 Erdélyi Miklós, Sinkó József, Varga Dániel, Gajdos Tamás, Szabó Gábor
SZTE, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
Kromatikus hiba vizsgálata és korrekciója a lokalizációs mikroszkópiában

4.8 Czimmer Sándor,¹ Zölei-Szénási Dániel,^{1,2} Smausz Kolumbán Tomi,^{1,3} Hopp Béla,¹ Szabó Andrea⁴
¹SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék; ²SZTE Orvosi Fizikai és Orvosi Informatikai Intézet; ³MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport; ⁴SZTE Sebészeti Műtéttani Intézet
Lézeres szórás interferencia képpalkotás alkalmazása élő szövetben mozgó vörösvértestek sebességeloszlásának meghatározására

4.9 Smausz Kolumbán Tomi,^{1,2} Juhász Viktor,² Kopniczky Judit,² Tápai Csaba,² Hopp Béla²
¹MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport, Szeged; ²SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
Ön nanorészecskék előállítására folyadék alatti lézeres ablációval: a tulajdonságok függése a lézer hullámhosszától és az energiasűrűségtől

4.10 R. S. Nagymihály,^{1,2} Á. Börzsönyi,^{1,2} P. Jójárt,^{1,2} K. Osvay¹
¹ELI-HU Non-Profit Ltd., Szeged; ²Dept. of Optics and Quantum El., Univ. of Szeged
Spektrális- és vivő-burkoló fáziszaj a víz- és kriogénikus hűtésű Ti:Sa erősítőekben

4.11 Vass Csaba,^{1,2} Körmöczy Andor²
¹ELI-HU Nkft., Szeged; ²Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szegedi Tudományegyetem
Lézeres nanostrukturálás TWIN-LIBWE módszerrel: a megmunkálási folyamat modellezése

5. Szilárdtestfizika és anyagszerkezet vizsgálata

5.1 Oroszlány László,² Deák András,¹ Simon Eszter,¹ Sergii Khmelevskiy, Szunyogh László¹
¹MTA-BME Szilárdtestfizikai Kutatócsoport; ²ELTE Fizikai Intézet
A Gd mágnessége első elvekből

5.2 Araczkó Csaba, Fábián Margit
MTA Energiatudományi Kutatóközpont
Amorf rendszerek atomi szintű szerkezetvizsgálata

5.3 B. G. Márkus,¹ D. Iván,¹ B. Dóra,¹ P. Szirmai,¹ B. Náfrádi,² L. Forró,² F. Simon¹
¹BME Fizikai Intézet; ²EPFL, Lausanne
Anisotropic Spin Relaxation in Graphite Intercalated Compounds

5.4 Éber Nándor,¹ Buka Ágnes,¹ Salamon Péter,¹ Tóth Katona Tibor,¹ Fekete Balázs András,¹ Alexei Krekhov,² Werner Pesch³
¹MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet; ²Max Planck Institute für Dynamik und Selbstorganisation, Göttingen; ³Universität Bayreuth, Bayreuth
Aszimmetrikus feszültséggel keltett mintázatok folyadék-kristályban

5.5 Szolnoki Lénárd, Simon Ferenc

BME Fizikai Intézet

Elektron spin relaxáció inverziós szimmetriát sértő anyagokban

5.6 Mousumi Upadhyay Kahaly

ELI-ALPS, ELI-HU Nkft., Szeged

Enhanced Performance of Oxide Thermoelectrics by Magnetic Doping: Role of Spin Transport and Dynamics

5.7 Somogyi Bálint, Gali Ádám

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont SzFI

Félvezető nanokristályok vizsgálata első-elvű szimulációs módszerekkel

5.8 Csire Gábor,¹ Cserti József,² Tüttő István,¹ Stephan Schönecker,³ Újfalussy Balázs¹

¹MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont; ²ELTE TTK; ³KTH Stockholm, Svédország

Inhomogén szupravezetés ab-initio elmélete

5.9 A. Butykai,^{1,2} S. Bordács,^{1,2} M. Csontos,¹ L. F. Kiss,³ C. D. Dewhurst,⁴ B. Szigeti,¹ I. Kézsmárki^{1,2}

¹Department of Physics, Budapest University of Technology and Economics; ²MTA-BME Lendület Magneto-optical Spectroscopy Research Group; ³MTA Wigner Research Centre for Physics; ⁴Institut Laue-Langevin, Grenoble, France

Investigation of the phase transitions between the ferromagnetic and modulated magnetic phases in GaV_4S_8

5.10 Tóvári Endre,¹ Makk Péter,² Ming-Hao Liu,³ Peter Rickhaus,² Kovács-Krausz Zoltán,^{4,1} Klaus Richter,³ Christian Schönenberger,² Csonka Szabolcs¹

¹BME Fizika Tanszék; ²Universität Basel, Svájc; ³Universität Regensburg, Németország; ⁴Universitatea Babeş-Bolyai, Kolozsvár, Románia

Kvantum Hall állapotok grafénban p-n átmenetek mentén

5.11 Károlyházy Gyula,^{1,2} Beke Dávid,¹ Gali Ádám¹

¹Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet; ²BME Vegyész-mérnöki Kar

Lumineszcens pont hibák szabályozott létrehozása szilícium-karbidban

5.12 Pósa László,¹ Cornelia Nef, Makk Péter,¹ Wangyang Fu, András Halbritter,¹ Christian Schönenberger,² Michel Calame

¹BME Fizikai Intézet; ²Universität Basel, Svájc

Nanométerű rés létrehozása egyrétegű CVD grafén elektródák között

5.13 Thiering Gergő,^{1,2} Gali Ádám^{1,2}

¹Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, MTA Wigner Fizikai kutatóközpont; ²Atomfizika Tanszék, Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Oxigén pont hibák azonosítása ab-initio szimulációs módszerekkel gyémántkristályban

5.14 Clevin Handschin,^{1,2} Bálint Fülöp,^{1,3} Péter Makk,¹ Sofya Blanter,¹ Markus Weiss,¹ Kenji Watanabe,⁴ Takashi Taniguchi,⁴ Szabolcs Csonka,³ Christian Schönenberger^{1,2}

¹Department of Physics, University of Basel, Switzerland; ²Swiss Nanoscience Institute, Basel, Switzerland; ³Department of Physics, Budapest University of Technology and Economics and Condensed Matter Research Group of the Hungarian Academy of Sciences; ⁴National Institute for Material Science, Tsukuba, Japan

Point contacts in encapsulated graphene

5.15 Zoltán Balogh,¹ Dávid Visontai,³ Péter Makk,¹ Katalin Gillemot,² László Oroszlány,³ László Pósa,¹ Colin Lambert,⁴ András Halbritter¹

¹BME Fizikai Intézet; ²MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont SzFI; ³ELTE Fizikai Intézet; ⁴University of Lancaster

Precursor configurations, molecule assisted chain formation, and post-rupture evolution in single molecule junctions

5.16 András Magyarokuti,¹ Bharat Kumar,² Colin Nuckolls,² András Halbritter,¹ Latha Venkataraman³

¹Department of Physics, Budapest University of Technology and Economics, Budapest, Hungary; ²Department of Applied Physics and Applied Mathematics, Columbia University, New York, United States; ³Department of Chemistry, Columbia University, New York, United States

Probing the Binding Mechanics of Single-Molecule Junctions Using Atomic Force Spectroscopy

5.17 Lohner Tivadar,¹ Serényi Miklós,¹ Szilágyi Edit,² Zolnai Zsolt,¹ Czigány Zsolt,¹ Ngyuen Quoc Kháh,¹ Petrik Péter,^{1,3} Fried Miklós^{1,3}

¹Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézet, Energiatudományi Kutatóközpont; ²MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézet; ³Molekuláris- és Nanotechnológiák Doktori Iskola, Műszaki Informatikai Kar, Pannon Egyetem, Veszprém

Rádiófrekvenciás porlasztás által egykristályos szubsztrátban okozott rácskárosodás vizsgálata

5.18 Éber Nándor,¹ Sofia Boukheir,^{2,3} Kenderesi Viktor,¹ Mohammed E. Achour,³ Luiz C. Costa,⁴ Amalene Oueriagli,² Abdelkader Outzourhit²

¹MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Budapest; ²Laboratoire LPSCM, Faculté des Sciences, Sémalia, Marrakech, Morocco; ³Laboratoire LASTID, Faculté des Sciences, Université Ibn Tofail, Kénitra, Morocco; ⁴IN and Physics Department, University of Aveiro, Portugal

Szén nanocső-epoxy kompozit polimerek impedancia spektroszkópiai vizsgálata

5.19 Horváth Klaudia,^{1,2} Beke Dávid,¹ Gali Ádám^{1,3}

¹Magyar Tudományos Akadémia, Wigner Fizikai Kutatóközpont; ²Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Vegyész-mérnöki és Biomérnöki Kar; ³Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Természettudományi Kar

Szilícium-karbid tartalmú rendszerek fotokatalitikus aktivitásának vizsgálata

5.20 Unyi Dániel,^{1,2} Beke Dávid,¹ Gali Ádám^{1,3}

¹Magyar Tudományos Akadémia, Wigner Fizikai Kutatóközpont; ²Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Vegyész-

mérnöki és Biomérnöki Kar; ³Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Természettudományi Kar
Szilíciumkarbid nanorészecskék felületmódosítása szabályozott aggregációval

5.21 Tomán János

Debreceni Egyetem Szilárdtestfizikai Tanszék
Sztochasztikus Kinetikus Átlagtér Modell – Egy új kinetikus Monte Carlo?

5.22 Zoltán Scherübl,¹ Gergő Fülöp,¹ Jörg Gramich,² Péter Makk,² Andreas Baumgartner,² Jesper Nygard,³ Christian Schönenberger,² Szabolcs Csonka¹

¹Department of Physics, Budapest University of Technology and Economics and Condensed Matter Research Group of the Hungarian Academy of Sciences; ²Department of Physics, University of Basel, Basel, Switzerland; ³Center for Quantum Devices, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Denmark
Transport signatures of non-local correlations in Cooper pair splitter

5.23 Lászlóffy András, Udvardi László, Szunyogh László

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Elméleti Fizika Tanszék
Véges hőmérsékletű mágnesség szimulációs vizsgálata nanoszerkezetekben

6. Kvantummechanikai alapjelenségek

6.1 Bodor András,^{1,2} Koniorczyk Mátyás¹

¹Pécsi Tudományegyetem Természettudományi Kar Alkalmazott Matematika Tanszék; ²Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Kar, Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék
A kvantumállapot-megkülönböztetés vevő működési karakterisztikája

6.2 Czirják Attila,^{1,2} Majorosi Szilárd,² Hack Szabolcs,¹ Benedict Mihály²

¹ELI-ALPS, ELI-HU Non-Profit Ltd., Szeged, Hungary; ²Department of Theoretical Physics, University of Szeged
Control of quantum entanglement in small atomic systems by a strong laser pulse

6.3 Asbóth János

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, SZFI
Mesterséges elektromos és mágneses terek és a kvantum bolyongás topológiája

7. Kvantumtérelmélet és nagyenergiás fizika

7.1 Bacsó Viktória,¹ Nicoló Defenu,² Andrea Trombettoni,² Nándori István³

¹Medgyesi Ferenc Gimnázium, Debrecen; ²SISSA, Trieste; ³Debreceni Egyetem, Elméleti Fizikai Tanszék
A Sinb–Gordon rejtély

7.2 Steib Imola, Nagy Sándor

Debreceni Egyetem, Elméleti Fizikai Tanszék
Bilokális potenciál renormálása

7.3 László András

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, RMI
Egy nem-SUSY mechanizmus téridő- és belső szimetriák összekapcsolására

7.4 Kardos Ádám, Somogyi Gábor, **Ször Zoltán**

Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizika Tanszék
Három-dzset hányad elektron-pozitron ütköztetésben

7.5 Tulipánt Zoltán, Kardos Ádám, Somogyi Gábor

Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék
N-jettiness elektron-pozitron szétsugárzásban

7.6 Márián István Gábor,¹ Nicoló Defenu,² Andrea Trombettoni,² Nándori István¹

¹Debreceni Egyetem, Elméleti Fizika Tanszék; ²SISSA Trieszt
Nem-differenciálható potenciál renormálása

7.7 Iszály Zsófia,¹ Horváth Dezső,^{2,4} Nándori István,³ Trócsányi Zoltán,^{1,4} Ujvári Balázs¹

¹Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszék; ²MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont; ³Debreceni Egyetem Elméleti Fizikai Tanszék; ⁴MTA ATOMKI
Neutrínó repülési idejének rövid alaptávolságú mérése

8. Biofizika

8.1 Pántya Anna, András Andor, Pázmándi Tamás, Zagyvai Péter

Magyar Tudományos Akadémia Energiatudományi Kutatóközpont
Belső sugárterhelés meghatározás

8.2 Rác Judit,¹ de Châtel F. Péter,⁴ Szabó A. István,¹ Szunyogh László,² Nándori István³

¹Debreceni Egyetem Szilárdtestfizikai Tanszék; ²BME Elméleti Fizikai Tanszék; ³Debreceni Egyetem Elméleti Fizikai Tanszék; MTA–DE Részecskefizikai Kutatócsoport
Hatékonyabb mágneses lázterápia

8.3 A. Orbán,¹ P. Molnár,¹ M. Rebelo,² Á. Butykai,¹ T. Hanscheid,² I. Kézsmárki¹

¹Department of Physics, Budapest University of Technology and Economics and MTA–BME Lendület Magneto-optical Spectroscopy Research Group
Recent advances in hemozoin-based malaria detection using the rotating-crystal magneto-optical method

9. Fizika oktatásának kutatása

9.1 Sánta Botond, Magyarkuti András, Halbritter András

BME, Fizikai Inézet
Demonstrációs célú pásztázó alagútmikroszkóp

9.2 Papp Katalin,¹ Molnár Milán,² Flach Fanni¹

¹Szegedi Tudományegyetem; ²Mobilis Győr
Első csók a tudománnyal – kisgyermekek természettudományos nevelése

9.3 Kopasz Katalin

SZTE Gyakorló Gimnázium és Általános Iskola
*És továbbra is minden reggel elindulok, hogy megbó-
dítsam a világot...*

9.4 Inczeffly Szabolcs

Ócsai Bolyai János Gimnázium
Az általános szögfüggvények és fizikai alkalmazásuk

10. Atomfizika és molekulafizika

10.1 Nyáry Anna, Magyarkuti András, Halbritter András

BME Fizikai Intézet
Egyedi szerves molekulák vezetőképességének vizsgálata

10.2 Barna Imre, Varró Sándor

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Budapest
*Elektron ütközése félvezetőben szennyezőn elektro-
mágneses tér jelenlétében*

10.3 Derzsi Aranka,¹ Bruneau Bastien,² Gibson Andrew,² Booth Jean-Paul,² Donkó Zoltán¹

¹MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest; ²Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique–CNRS–Univ Paris-Sud–UPMC, Palaiseau, France
*Elektronegatív gázkisülések részecskealapú modelle-
zése*

10.4 Hartmann Péter, Donkó Zoltán

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont SzFI
*Extrém mágneses terek megvalósítása poros plazmák-
ban*

10.5 BajnócziÉva,¹ Bogdán Csilla,¹ Deák László,¹ Nagy Dénes Lajos,¹ Németh Zoltán,¹ Pápai Mátyás,^{1,2} Vankó György¹

¹MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest; ²Department of Chemistry, Technical University of Denmark, Kongens Lyngby
*Fe²⁺ molekuláris kapcsolók optimalizálása Möss-
bauer-spektroszkópiával*

10.6 Kutasi Kinga

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont
*Felülethullám mikrohullámú kisüléseken alapuló
reaktív utókisülési plazmák*

10.7 Ábrók Levente,^{1,2} Buhr Ticia,² Kövér Ákos,² Ricz Sándor,² Varga Dezső²

¹Debreceni Egyetem; ²MTA Atommagkutató Intézet
*Hélium 1s, neon 2s fotoelektronok 3-dimenziós szög-
eloszlása*

10.8 Mihály András Pocsai,^{1,2} Imre Ferenc Barna^{1,3}

¹Wigner Research Centre for Physics of the Hungarian Academy of Science; ²Faculty of Sciences, Department of Physics, University of Pécs; ³ELI–HU Nonprofit Ltd.
*Ionisation processes of Rubidium in strong electro-
magnetic fields*

10.9 O. Kálmán, Z. Darázs, F. Brennecke, P. Domokos

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, SzFI
*Mágneses zajspektrum mérése atomlézerrel gravitáció
jelenlétében*

10.10 Miklós Antal Werner,¹ Eugene Demler, Gergely Zaránd¹

¹BME Fizikai Intézet
*Preparation of the Anderson critical state with a two-
component ultracold BEC*

10.11 Lovas Izabella, Zaránd Gergely

BME Fizikai Intézet
*Quantum fluctuation induced time of flight correla-
tions of an interacting trapped Bose gas*

10.12 Pápa Zsuzsanna,¹ Kecsenovity Egon,² Tóth Zsolt,³ Hernádi Klára,² Budai Judit¹

¹SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék; ²SZTE Alkalmazott és Környezeti Kémiai Tanszék; ³SZTE Orálbiológiai és Kísérletes Fogorvostudományi Tanszék
Rendezett szén nanocső erdők ellipszometriai vizsgálata

10.13 Vankó György, Bajnóczi Éva, Németh Zoltán, Pápai Mátyás, Szemes Dorottya

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont
Sorozatfelvételek átalakuló molekulákról

10.14 N. I. Shvetsov-Shilovskii,¹ L. B. Madsen,² Esa Räsänen,¹ J. Burgdörfer,^{3,4} K. Tőkési^{4,5}

¹Department of Physics, Tampere University of Technology, Tampere, Finland; ²Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Denmark; ³Institute for Theoretical Physics, Vienna University of Technology, Austria; ⁴Institute for Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, Debrecen; ⁵ELI–ALPS, ELI–HU Non-profit Ltd., Szeged
*Szemiklasszikus ionizációs modell kvantuminterfe-
rencia és több elektron polarizációs hatások figyelem-
bevételével*

10.15 Nagy Gyula,¹ Rajta István,¹ Tőkési Károly^{1,2}

¹Magyar Tudományos Akadémia, Atommagkutató Intézet, (ATOMKI), Debrecen; ²ELI–ALPS, ELI–HU Non-profit Kft., Szeged, Hungary
*Szigetelő kapillárisok proton mikronyalábra gyako-
rolt terelési tulajdonságainak Monte Carlo szimulá-
ciója*

10.16 Dravec Gabriella,¹ Jánosi Tibor Zoltán,^{2,3} Beke Dávid,¹ Erostyák János,^{2,3} Kamarás Katalin,¹ Gali Ádám¹

¹MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, SzFI; ²PTE, Fizikai Intézet; ³PTE, SzKK, Spektroszkópia kutatócsoport
*Szilícium-karbid nanokristály és a BSA fehéjje mole-
kula közti kölcsönhatás vizsgálata*

10.17 Barna Biró,¹ András Bolyog,¹ András Fenyvesi,¹ Viorica Simon,^{2,3} Alida Timar-Gabor^{3,4}

¹MTA ATOMKI; ²Faculty of Physics, Babeş–Bolyai University, Cluj-Napoca, Romania; ³Interdisciplinary Research Institute on

Bio-Nano-Science, Babeş-Bolyai University Cluj-Napoca, Romania; ⁴Faculty of Environmental Science and Engineering, Babeş-Bolyai University Cluj-Napoca, Romania

Thermoluminescence properties of $30Y_2O_3 \cdot 30P_2O_5 \cdot 40SiO_2$ vitroc ceramic in mixed neutron-gamma fields

11. Csillagászat, asztrofizika, téridő szerkezete

11.1 Kun Emma,^{1,2} Gabányi Krisztina,³ Frey Sándor,³ Gergely Árpád László^{1,2}

¹Szegedi Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Tanszék; ²Szegedi Tudományegyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék; ³FÖMI Kozmikus Geodéziai Observatórium

Feketelyuk-kettősök keresése relativisztikus részecske-nyalábokban rádió-interferometriai módszerekkel

11.2 Kövér Krisztina,^{1,2} Mikóczy Balázs,³ Tápai Márton,^{1,2} Gergely Árpád László^{1,2}

¹Szegedi Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Tanszék; ²Szegedi Tudományegyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék; ³MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

Spin-dominált gravitációs hullámformák Fisher-analízise

11.3 Ván Péter

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

Galilei-relativitás

12. Mérési módszerek, új eszközök

12.1 Andrásik Attila,¹ Jójárt Péter,^{1,2} Toth Szabolcs,^{1,2} Nagymihály Roland Sándor,^{1,2} Börzsönyi Ádám,^{1,2} Osvay Károly^{1,2}

¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék; ²ELI-HU Nkft., Szeged

10 W-os többpasszos Ti:S erősítő 80 MHz-es ismétlődési frekvencián

12.2 Sz. Toth,^{1,2} R. S. Nagymihály,^{1,2} P. Jójárt,^{1,2} R. Flender,¹ A. Andrásik,¹ A. Börzsönyi,^{1,2} K. Osvay^{1,2}

¹Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged; ²ELI-HU Nkft., Szeged

80 MHz ismétlési frekvencián működő optikai parametrikus erősítő fejlesztése

12.3 Bajnóczi Éva,¹ Németh Zoltán,¹ Jakub Szlachetko,² Vankó György¹

¹Wigner Fizikai Kutatóközpont, Magyar Tudományos Akadémia; ²Paul Scherrer Institut, Villigen, Svájc

Rutinszerű mintajellemzés Hámos-féle röntgenspektrométerrel laboratóriumi körülmények között

12.4 Kohut Attila,¹ Moritz Wagner,² Martin Seipenbusch,² Galbács Gábor,³ Geretovszky Zsolt¹

¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged; ²Karlsruhe Institute of Technology, Institute for

Mechanical Process Engineering and Mechanics, Karlsruhe, Németország; ³Szegedi Tudományegyetem, Szervetlen és Analitikai Kémiai Tanszék, Szeged

Szíkarakisüléses nanorészecske generátor elektródjainak erőztője

12.5 P. Jójárt,¹ J. Csontos,¹ Á. Börzsönyi,^{1,2} R. S. Nagymihály,¹ T. Eidam,³ J. Limpert,³ K. Osvay¹

¹ELI-HU Non-Profit Ltd., Szeged; ²Dept. of Optics and Quantum El., Univ. of Szeged; ³Friedrich-Schiller-University Jena, Inst. of Applied Physics, Jena, Germany

Vizhűtéses optomechanikai eszközök fáziszájának mérése

12.6 Nádas József,¹ Rakovics Vilmos²

¹Óbudai Egyetem, Kandó Villamossági Kar, Mikroelektronikai és Technológia Intézet; ²MTA, Energiatudományi Kutatóközpont, Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézet

„Fehér” LED a közeli infravörös tartományban

12.7 Bozóki Zoltán,^{1,2} Ajtai Tibor,¹ Tátrai Dávid,² Utry Noémi,¹ Pintér Máté,² Kiss-Albert Gergely,² Simon Károly,² Guba Tibor,² Mohácsi Árpád,¹ Szabó Anna,¹ Hopp Béla,² Szabó Gábor²

¹MTA-SZTE Fotoakusztikus Kutatócsoport; ²SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

A fotoakusztikus mérési módszer fejlesztésének és alkalmazásának legújabb eredményei

12.8 G. Almási,¹ Z. Ollmann,¹ B. Monoszlai,² G. Lombosi,¹ Á. Varga,¹ L. Dani,¹ Gy. Polónyi,^{1,3} J. Hebling,^{1,3} J. A. Fülöp^{2,3}

¹Institute of Physics & Szentágothai Research Centre; ²University of Pécs, Pécs, Hungary; ³ELI-ALPS, ELI-HU Nkft., Szeged, Hungary, MTA-PTE High-Field Terahertz Research Group, Pécs, Hungary

Development of a Versatile Nonlinear THz Spectroscopy Facility

12.9 Somoskői Tamás,¹ Vass Csaba,^{1,2} Jójárt Péter,² Sántha Péter,³ Osvay Károly²

¹Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, Szeged; ²ELI-ALPS, ELI-HU Nkft.; ³Szegedi Tudományegyetem, Élettani Intézet

Lézer-indukált roncsolás detektálási módszerének fejlesztése

12.10 Csontos Miklós, Gubicza Ágnes, Geresdi Attila, Halbritter András, Mihály György

BME Fizika Tanszék

Gyors kapcsolások nanométeres skálájú fémes memrisztorokban

12.11 Gubicza Ágnes, Csontos Miklós, Halbritter András, Mihály György

BME Fizika Tanszék

Rezisztív kapcsolások dinamikája Ag₂S memrisztorokban: nanométeres skálájú memória eszközök gyakorlati alkalmazhatósága

A Magyar Fizikus Vándorgyűlés (előzetes) programja

augusztus 24.		augusztus 25.		augusztus 26.		augusztus 27.	
8.30–				Rendkívüli plenáris – Krasznahorkay Attila			8.30–
9.00–		csill-asztro I. (4)		Plenáris Kézmánki István	Plenáris Szabó Pál		9.00–
9.30–		anyagtud I. (4)		Farkas Illés	Kovács András		9.30–
10.00–		atto-eli I. (4)		Nemes-Incze Péter	Bortel Gábor		10.00–
10.30–		Kávé/üdítő szünet		Kávé/üdítő szünet	Kávé/üdítő szünet		10.30–
11.00–							11.00–
11.30–	Érkezési regisztráció	részfiz I. (5)		képkalkotás (5)	Plenáris Borsányi Szabolcs		11.30–
12.00–		fiztanítás I. (5)		kvantum-info (5)	Kiss Gábor Gyula		12.00–
12.30–		szilárdtest I. (4)		részfiz II. (5)	Kocsis Bence		12.30–
13.00–	Ebéd szünet				Iglói Ferenc		13.00–
13.30–		Ebéd szünet		Ebéd szünet	Ebéd szünet		13.30–
14.00–							14.00–
14.30–	Plenáris Megnyitó + Díjkiosztás ELFT/MTA székfoglalók Gaetana Laricchia, Juhász Tibor	szilárdtest II. (4)		statfiz I. (4)			14.30–
15.00–		atom/plazma (4)		vákuumfiz (4)			15.00–
15.30–		magfizika I. (4)		atto-eli III. (4)			15.30–
16.00–		Kávé/üdítő szünet		Kávé/üdítő szünet			16.00–
16.30–	Plenáris ELI + SzBK Dimitris Charalambidis, Victor Zamfir, Ormos Pál	fiztanítás II. (4)					16.30–
17.00–		csill-asztro II. (4)		statfiz II. (4)			17.00–
17.30–		anyagtud II. (3)+		magfiz II. (4)			17.30–
18.00–		atto-eli II. (2)		foton/neutron (4)			18.00–
18.30–		18.20 óráig					18.30–
19.00–				Poszter-szekció 20.00 óráig			19.00–
19.30–	Szeged város fogadása (Városháza)	Fórum Integráció / Re-integráció (MTA-EMMI-NKFIH)					19.30–
20.00–				Nyilvános pódiumdiskusszió Szeged város lakosságának			20.00–