

fizikai szemle

2020/3

2020 KREATÍV FIZIKA TÁBOR

A JÖVŐ MÉRNÖKEINEK TÁBORA

elektronikai, robotépítő és
programozó foglalkozások és más
érdekes program egy lenyűgöző
környezetben



**kreatív, csapatépítő és szabadidős
foglalkozások közül válogathatsz**

3D-tervezés, -programozás és -nyomtatás
látványos fizika kísérletek, bemutatók és
gyakorlati foglalkozások

RÉSZVÉTELI DÍJ: 39600 Ft

**JÚL.
12-17.**

Építs eszközöket a fizika segítségével!

**A fizika, technika, természet és informatika iránt
érelklődő 5-8. osztályos diákok számára,
és 8-12. osztályosok számára a Zemplénben**

fizikai projektek, trükkös fizika, fizika a mindennapokban,
fizika a zenében, fizika a hétköznapokban

PUSZTAFALU
Öregbence
Turistaház

további részletek: www.facebook.com/kreativfizika/

<https://kreativfizika.webnode.hu/>

Jelentkezés: beszedaimre@gmail.com vagy stonawskiegmail.com
Beszedaimre, tel.: 06 20 419 0224 vagy Stonawski Tamás 06 20 460 3552



JÁRVÁNY IDEJÉN

Elhatároztam, hogy nem írom le a „korona” szót, de az események elsodorták az elhatározásomat. Egyrészt ebben a számunkban jelenik meg *Zsámberger Noémi Kinga* és *Erdélyi Róbert* „Koronafűtés és mágneses hullámok: miért forró a Nap légköre?” című írása. Másrészt mit lehet tenni, amikor mind szakmai, mind privát életmódunkat gyökeresen átalakítja a koronavírus? Az még csak hagyján, hogy a fizinfón a vírus levegőben történő terjedéséről, vagy a vérnyomáscsökkentők esetleges káros mellékhatásáról vitatkozunk. De elnéptelenedtek az iskolák, az egyetemek, a kutatóintézetek. Tanárkollégáink távoktatnak, gyerekeink, unokáink távtanulnak sebtében beizzított módszerekkel és infrastruktúrával, miközben a szülők ugyanazzal az „infrastruktúrával” dolgoznának otthonról. Nem könnyű feladat egyik fél számára sem. Tananyagokat hirtelen áttenni internetes oktatásra alkalmas formákba, megszervezni a tanulók kapcsolódását, információkat szétküldeni, órákat megtartani, házi feladatokat ellenőrizni, teljesítményeket értékelni, a szülők támogató együttműködését megszerezni stb. És akkor még vannak idióták, akik olyanokat mernek mondani, hogy most, hogy bezárták az iskolákat, legalább több idejük lesz a tanároknak felkészülni a NAT őszi bevezetésére.

De a kutatóintézetekben, egyetemeken is nehezebbé vált és lelassult a kutatómunka, projektek szenvedhetnek késedelmet, pályázatok lezárása, újak meghirdetése és elbírálása csúszik. Rengeteg konferencia marad el világszerte. Érdekes példa az Amerikai Fizikai Társulat (APS) március elejére Denverbe tervezett éves konferenciája, ahol a 11 000 résztvevőt 36 órával a nyitóünnepség előtt értesítették az esemény törléséről. Állítólag a denveri bárók ingyen itallal vigasztalták a feleslegesen odautazott fizikusokat, akik közül többen azért kisebb körben internetes platformokon megtartották előadásait. Minket közelebből érint, hogy a kormány döntése értelmében az elkövetkező időszakban a száz főnél nagyobb, zárt helyen szervezett rendezvényeket tilos megtartani. Ezért a Társulat Elnöksége március 11-én úgy határozott, hogy a Vácra 2020. március 19–22. között tervezett 63. Fizikatanári Ankét elmarad és egyelőre nincs döntés arról, hogy későbbi időpontban megrendezhető-e. Ugyancsak későbbre kell halasztani a Társulat éves közgyűlését, amelynek szokásos időpontja májusban van.

Később a gazdaság újraindítása érdekében meg kell majd találni a lefaragható tételeket az állami költségvetésben. Ez az oktatás és kutatás esetében nyilván a kiadások csökkentését fogja jelenteni, bár ezen a téren még nem tudunk semmi biztosat. Abban viszont mindenki biztos, hogy a járvány után sok minden, egyesek szerint minden, másképp lesz, mint eddig. Mindannyiunk áldozatvállalására és erőfeszítésére szükség lesz a járvány okozta károk helyreállításához.

A veszélyhelyzet és a bezárkózás nehézségeinek enyhítéséhez rengeteg pozitív kezdeményezés jelenik meg nap mint nap, egy példa a 108. oldalon megjelenő ismertetés szabadon elérhető online anyagokról a középiskolai fizika távoktatásához. Magunk részéről azzal tudunk hozzájárulni ezekhez, hogy a korlátozások idejére a Fizikai Szemle minden megjelent számát (tehát nem csak a hat hónapnál régieket és nem csak társulati tagoknak) teljes terjedelmében elérhetővé tesszük a fizikaiszemle.hu címen. Minden ezáltal csatlakozó új, és persze minden régi olvasónknak kívánjuk, hogy maradjanak egészségesek!


Lendvai János
főszerkesztő

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:
Lendvai János

Szerkesztőbizottság:
Biró László Péter, Czitrovsky Aladár, Füstöss László, Gyürky György, Hebling János, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Koppa Pál, Ormos Pál, Papp Katalin, Simon Ferenc, Simon Péter, Sükösd Csaba, Szabados László, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

Műszaki szerkesztő:
Kármán Tamás

A folyóirat e-mailcíme:
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>



A címlapon:

Farkas Bertalan, az első magyar űrhajós 1980 tavaszán a Szaljut-6 űrállomás fedélzetén méréseket végez a Pille rendszerrel (fotó: Roszkoszmosz–MTI).

TARTALOM

<i>Lendvai János:</i> Járvány idején	73
<i>Tóth Eszter:</i> Morzsák a magfizika történetéből – 1. rész <i>Érdekességek a magfizika hőskorának legendás személyiségeivel kapcsolatban.</i>	75
<i>Zsámberger Noémi Kinga, Erdélyi Róbert:</i> Koronafűtés és mágneses hullámok: miért forró a Nap légköre? <i>A naplégkör fűtési folyamatainak modelljei.</i>	80
<i>Hirn Attila, Apáthy István, Deme Sándor, Csőke Antal:</i> Űrdozimetria a Pille űrállomás-fedélzeti termolumineszcens rendszerrel <i>A Farkas Bertalan által 1980-ban használt űrdoziméter-rendszer továbbfejlesztett változata jelenleg is használatban van a Nemzetközi Űrállomáson.</i>	89
<i>Gergely Cecília:</i> Feketelyuk-perturbációk skalár-tenzor gravitációelméletekben <i>Az általános relativitáselmélet korrekciójára több új elmélet született, amelyek nem változtatják meg a fizikát a Naprendszer-skálán és a Földön, erős gravitációs térben és kozmológiai távolságokon azonban jóslataik eltérnek.</i>	97

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Borbélyné Bacsó Viktória, Szabó István:</i> Mágneses nanorészecskékkel való gyógyítás modellezése középiskolás szinten <i>A mágneses hipertermiás tumorterápia modellezése egydoménes mágneses nanorészecskék esetére, tanulókkal kidolgozott kísérletekben.</i>	103
Szabadon elérhető, online anyagok a középiskolai fizika távoktatásához <i>Az ELTE Fizika tanítása PhD programja és az MTA–ELTE Fizika Tanítása Kutatócsoport fejlesztésében készült online tanítási anyagok témái és elérhetőségei.</i>	108

<i>J. Lendvai:</i> Epidemic age
<i>E. Tóth:</i> Excerpts from the history of nuclear physics – part 1
<i>N. K. Zsámberger, R. Erdélyi:</i> Crown heating and magnetic waves: Why is the Sun's atmosphere hot?
<i>A. Hirn, I. Apáthy, S., Deme, A. Csőke:</i> On board space dosimetry with the Pille thermoluminescent system
<i>C. Gergely:</i> Black-hole perturbations in scalar-tensor gravitation theories

TEACHING PHYSICS

<i>V. Borbély-Bacsó, I. Szabó:</i> Secondary school level modeling of healing with magnetic nanoparticles
Free online materials for distance learning of high school physics



MORZSÁK A MAGFIZIKA HŐSKORÁBÓL – 1. RÉSZ

Tóth Eszter
Vác

Sigmund Freud és Ferenczi Sándor reggelente az egyetemi vendégháztól induló faszorban sétáltak. Freud előadás-sorozatának aznapi témáját beszéltek meg. 1909. szeptember 7-ét frunk és a Massachusetts állambeli Worcesterben vagyunk. A Clark University 20 éves fennállását ünnepli. Neves előadókat hívtak meg szerte a világból.

Ez időben a pszichológiának és a Freud által népszerűsített pszichoanalízisnek egész Amerikában, de különösen a Clark Universityn komoly szerepe volt. Az egyetem akkori rektora, *Granville Stanley Hall* alapította meg az Amerikai Pszichológiai Egyesületet (1892). Így a fővendég Sigmund Freud volt, vele érkezett Worcesterbe *Carl Jung* és Ferenczi Sándor (1. ábra).

Sigmund Freud (1856, Freiberg, ma Příbor, Csehország – 1939, London) a lélek-elemzés, a pszichoanalízis megteremtője. Szerinte az elfojtásuk miatt tudattalanná váló emlékek befolyásolják az ember viselkedését. Különösen a szexuális és agresszív elfojtások vezethetnek neurózishoz, ami a tudatalattiak felszínre hozásával kezelhető. Felfedezte, hogy az elfojtott emlékek szabad asszociáció révén is felszínre hozhatók. Ez pedig megoldható például az álmok elemzésével is. Fontos diagnosztizáló szerepet velt a „véletlen elszólások”, a tévesztések felismerésében.

Ferenczi Sándor (1873, Miskolc – 1933, Budapest) 1908-tól Freud tanítványa és barátja. 1913-ban megalapította a Magyar Pszichoanalitikai Társaságot, egyike volt a Nemzetközi Pszichoanalitikai Társaság alapítóinak is, illetve 1918-tól majd egy évig annak elnöke lett. Rokona *Neumann Jánosnak*, és nagyon valószínű, hogy Neumannt ő kezelte 5 éves korában, akit háromévesen egy kakas nagyon kellemetlen helyen kapott meg. És ezért gyakran kukorékolt. Ferenczi közeli barátja *Ortway Rudolf*, aki fizikusként jó viszonyban volt szinte minden, akkor a világban fizikát művelővel. Így Ferenczi első kézből értesült a nagy felfedezésekről az atom- és magfizikában. Az csak



1. ábra. Ülnek (balról jobbra): Sigmund Freud, Granville S. Hall és Carl Jung; hátul állnak (szintén balról jobbra): Abraham A. Brill, Ernest Jones és Ferenczi Sándor. Worcesterben, 1909 szeptemberében.

valószerűsíthető, hogy Ferenczi jól ismerte a nála 12 évvel fiatalabb *Hevesy Györgyöt* is. És még sok közös ismerős... Ortwayn kívül például a Polányi-család, köztük *Polányi Mihály* kémikus. Ferenczi és Hevesy Budapesten csupán egy kilométerre laktak egymástól, valamint mindketten ugyanazon a napon kapták és vesztették el professzori kinevezésüket a Budapesti Tudományegyetemen.

Az 1900-as évek elején az Egyesült Államokban még nem volt igazán komoly érdeklődés a természettudományok iránt. Az első amerikai tudományos Nobel-díjat (1907) *Albert Abraham Michelson* (1852, Strzelno, ma Lengyelország – 1931, Pasadena) kapta, aki történetesen éppen a worcesteri Clark University egyik első tanára volt. A Nobel-díjat precíz optikai berendezéseiért, és az azokkal végzett kísérletekért kapta. Híres kísérlete, a Michelson–Morley-kísérlet 1887-ben azt kívánta megállapítani, hogy a Föld milyen sebességgel halad az éternek nevezett (képzeletbeli) abszolút nyugvó térhez képest. A sebesség nagyon sok irányban megmérve nullának adódott.

Talán Michelson volt az, aki kiverekedte, hogy az ünnepi hétre hívják meg az 1908-as év egyik Nobel-díjasát is. Így került *Ernest Rutherford* is Worcesterbe. Rutherford 1908-ban kémiai Nobel-díjat kapott az atommag bomlásainak és a radioaktív anyagok kémiai vizsgálatáért. (Rutherford fizikus volt, őt is meglepte, hogy kémiai Nobel-díjat kapott.) Egyik nap Rutherford és a Ferenczivel sétálgató Freud véletlenül összetalálkoztak. Meglehet, Ferenczi ekkor kérte meg



Tóth Eszter – Rátz Tanár Úr életműdíj, 2014 – nyugdíjas fizikatanár, de még tanít iskolában. Írt fizikatankönyveket, amelyek megjelentek kínai, japán, angol, spanyol nyelven is, volt a fizikatanárok nemzetközi egyesületének titkára, félszáz országban tartott előadást fizikatanításról. De vallja: nem ezek a dolgok hitelesítik, hanem tanítványai sikerei az OKTV, TUDOK, a KöMaL versenyeken, és elsősorban felelős, szabad Emberré válásukban.

Rutherfordot, hogy fogadja el fiatal kutatótársának Hevesy Györgyöt. Mindenesetre Hevesy jelentkezett Rutherfordnál, és nemsokára ezt a választ kapta:¹ (Lábjegyzetbe mindig az eredeti angol verziót adom.)

„Tisztelt Uram!

Megkaptam levelét, amelyben engedélyt kér, hogy a Manchesteri Egyetem Fizikai Laboratóriumában a radioaktivitás témában dolgozhasson.

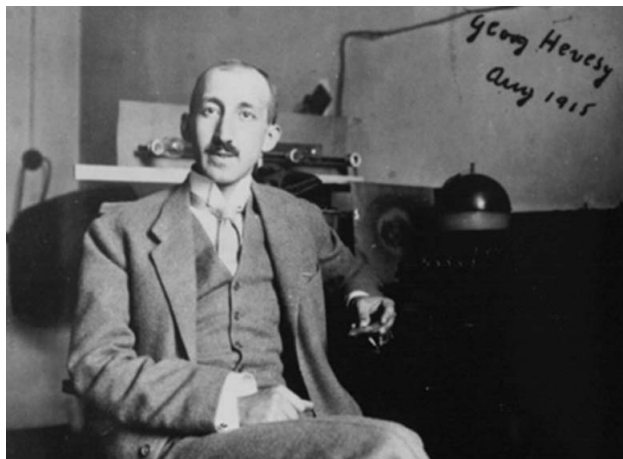
Örömmre fog szolgálni, ha kedvezően bírálhatom el javaslatát, feltéve, ha Ön képes legalább egy egyetemi évet eltölteni a Laboratóriumban. Valamennyi idő szükséges, hogy megismerkedjen a mérési módszerekkel, és az nem remélhető, hogy egy rövid kutatást végre lehessen hajtani ennyi idő alatt.

Tájékoztatására megemlítem, hogy Önt valószínűleg »kutató hallgatónak« tudjuk felvenni. Ez évi 900 font tandíjat von maga után, ami fedezi az Egyetem költségének legnagyobb részét. A Laboratórium minden eszközt és lehetőségét ingyenesen ajánlja fel a kutatásra.

Örülnék, ha azt a hírt kapnám Öntől, hogy tudja vállalni ezeket a feltételeket.

Tisztelettel E. Rutherford

Hevesy György (2. ábra) 1911 januárjában lázas betegen érkezett meg Manchesterbe, ahol később élete legboldogabb éveit töltötte Rutherforddal dolgozva. Valószínűleg jelen volt 1911. március 7-én a Manchester Literary and Philosophical Society (Irodalmi és Filozófiai Társaság) által rendezett összejövetelen. A fizikátörténet szerint Rutherford itt mondta el először nyilvánosan, hogy a kísérletek azt igazolják, hogy az atomnak egy piciny méretű, de nagy tömegű magja van, amely az atom teljes pozitív elektromos töltését tartalmazza. Ezt a napot, 1911. március 7-ét tartjuk ma a nukleáris fizika születésnapjának. A hallgatóság irodalom és tudományok iránt érdeklődő manchesteri üzletemberek és fiaik voltak. (Például az akkor húsz éves *James Chadwick*, aki 21 év múltán majd felfedezi a neutron.) Amúgy az első előadást egy zöldség-gyümölcs nagykereskedő tartotta egy különlegesen ritka kígyóról, amit egy jamaikai banán-



2. ábra. Hevesy György

szállítmányában talált. A kígyót, természetesen, be is mutatta. Utána következett Rutherford. Nem lehetett könnyű helyzetben. Egy ritka kígyó után. Chadwick később így emlékezett vissza: „ez volt a legmegrázóbb előadás számunkra, fiatal fiúk számára, akik akkor voltunk ... Tudatában voltunk, hogy ez a nyilvánvaló igazság, ez Az!”²

De térjünk vissza Worcesterbe! 1909. szeptember 10-én Rutherford előadására dugig megtelt a terem. Ott volt persze Ferenczi és Freud is. (A pszichológusokat és hasonlókat nagyon felizgatta, hogy olyan láthatatlan dolgokról, mint a sugárzás, tudományt lehet csinálni. A lélek sem látható...) Az előadás címe: *A radio-aktív anyagokból származó alfa-részecskék természete*.³

Rutherford kiment a közönség elé, megállt egy ideig mozdulatlanul, szigorúan nézett körül kék szemével bozontos szemöldöke alól, majd rideg hangon megszólalt:

„A radio-aktív anyagok α -sugárzásának természete és tulajdonságai, amelyeket most prezentálok, a legfontosabb és legérdekesebb problémák a radio-aktivitás területén.” (A radio-aktivitás magyarul: sugárzó tevékenység. Rutherford angolul akkor még nem írta egy szóba, csak kötőjellel.) „A sugárzások e típusának gondos tanulmányozása jelentős szerepet játszik sok, nagyon fontos tény felderítésében, amelyek jelentősen bővítik tudásunkat nemcsak a sugárzásról, de a radio-aktív átalakulások természetéről is.”⁴

¹Dr. G. von Hevesy

Karlsruhe

June 25, 1910

Dear Sir,

I have received your letter asking for permission to work at the Physical Laboratory of the University of Manchester on radioactivity.

I shall be pleased to consider favourably your proposal, provided you are able to spend at least a University year in the Laboratory. Some little time is required to become acquainted with the methods of measurement and it is not possible to hope to accomplish even short research under that period.

I may mention for your guidance that you could probably be admitted as a "Research Student". This entails a fee of £ 900 per year to the University and cover the greater part of the University expenses. The Laboratory provides all the apparatus and facilities for research free of charge.

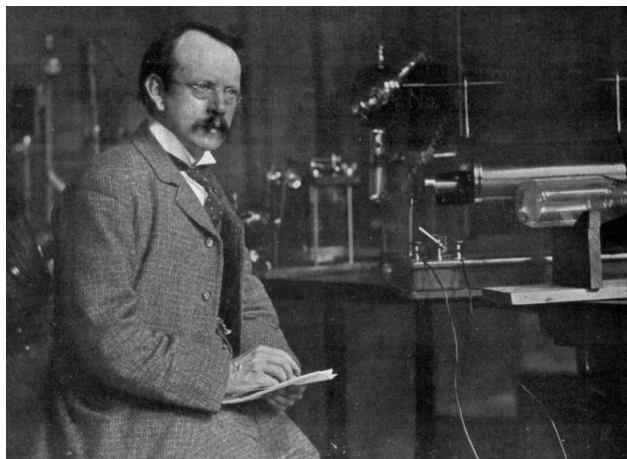
I shall be glad to hear from you whether you will be able to come under these conditions.

Yours sincerely E. Rutherford

²it was "a most shattering performance to us, young boys that we were ... We realized this was obviously the truth, this was it" – in Richard Rhodes: *The Making of the Atomic Bomb*. Simon & Schuster, New York, NY, USA (1986) 50. oldal.

³Ernest Rutherford: History of the Alpha Rays from Radio-active Substances in *Lectures delivered at the celebration of the twentieth anniversary of the foundation of Clark University*. Worcester, Mass., September 7–11, 1909, 83–95.

⁴The nature and properties of the α rays from radio-active substances have presented one of the most important and interesting problems in the field of Radio-activity. A careful study of this type of radiation has been instrumental in bringing to light a number of very important facts which have added much to our knowledge not only of the radiation itself, but also of the nature of radio-active transformations." – in History of the Alpha Rays... 83. oldal.



3. ábra. Joseph John Thomson

Majd szinte monoton hangon ismertette az addig felismert radioaktív sugárzásokat, az α -, β - és γ -sugárzást.

Talán Rutherford a huszadik században az a fizikus, aki számára a kísérleti megtapasztalás volt igazán döntő érv bármilyen vitában. Nagyon egyszerűre tervezett, átláthatóvá megépített eszközei segítségével szinte együtt élt a vizsgált anyaggal, amellyel éppen kísérletezett. Tisztelte a Természetet, tisztelte a tényeket.

Személyiségének ez a tényekhez való szigorú ragaszkodása adott hitelt minden mondatának. Amint előadásában az α -részecskékkal végzett kísérletei és az azokból levont következtetések felé közeledett, merevsége oldódott, szeme csillogni kezdett. Belelendült. És ezzel az intellektuális örömmel fertőzte meg hallgatóit is.

„Geiger és Marsden azt a meglepő tényt figyelték meg, hogy egy nehéz fémre, mint például az aranyra beeső 8000 α -részecske közül átlagosan 1 úgy térül el a molekulákkal [értsd a fém alkotóival] való találkozásakor, hogy újra a beesés irányában tűnik fel.”⁵

Nem tudom, hogy aki most olvassa az előbbi mondatot, megérzi-e ennek háborzongató, akkor, abban az időben háborzongató voltát. Mert akkoriban (1909 táján) minden, az átlagosnál műveltebb ember számára már többé-kevésbé elfogadott volt, hogy atomok léteznek. Bennük leheletkönnyű negatív elektronok úszkálnak egy atomméretű pozitív masszában.

Az elektront 1897-ben *Joseph John Thomson* (1856, Manchester – 1940, Cambridge) fedezte fel (3. ábra). Megmérte töltését, tömegét, pontosabban nem ezeket, hanem ezek hányadosát, az e/m fajlagos töltést. Az elektron elektromosan negatív töltésű, fajlagos töltése: $e/m \approx 1,8 \cdot 10^{11}$ C/kg. Felfedezésért 1906-ban kapott Nobel-díjat. Thomson az elektron felfedezése után úgy képzelte el az atomot, mint egy gömbölyű pudingot, amelynek mazsolái az elektronok. A puding pedig az atom elektromosan pozitív töltésű

⁵„Geiger and Marsden observed the surprising fact that about 1 in 8000 α particles incident on a heavy metal like gold is so deflected by its encounters with the molecules that it emerges again on the side of incidence.” – in History of the Alpha Rays... 88. oldal.

anyaga, amelynek tömege csaknem a teljes atom tömegével megegyező (azaz az atommégnél az elektronok piciny tömegével kevesebb).

1897-ben Thomsonnak már annyi kísérleti bizonyítéka lett, hogy bejelentse: a katódsugár nagy sebességű, piciny tömegű, elektromosan negatív töltésű részecskék sokasága. Azaz felfedezte az *elektronokat*. Érdekes, hogy az elektron elnevezés hat évvel korábban, 1891-ben született. Az ír *G. J. Stoney* (1826–1911) „az elektromos töltés alapegységét”⁶ nevezte el elektronnak. (Az elektron szó eredete görög: $\eta\lambda\epsilon\kappa\tau\rho\nu$ és borostyánt jelent. A gazdag görög férfiak a Balti- és Északi-tenger partján gyűjtött, import borostyánt előszeretettel viselték ékszer gyanánt szőrös keblükön. A borostyán szőrrel dörzsölődve negatív elektromos töltésűvé válik. Apró testeket így magához ránt, majd eltaszít. Ezért ezt az elektrosztatikus jelenséget az ógörögök a borostyánról nevezték el.) Stoney-tól valódi hősi tett volt, hogy az „elektromosság atom”-járól beszélt, mert 1900 előtt a fizikusok nagy része még nem igazán fogadta el az atomok létét, arról nem is beszélve, hogy az elektromosságnak is atomjai lennének. Ami tulajdonképpen érthető. *Michael Faraday* (1791–1867) elektromos és mágneses kísérletei alapján *James Clerk Maxwell* (1831–1879) 1873-ban írta meg értekezését az elektromosságról és mágnességről.⁷ Ebben a kísérletekkel és mérési eredményekkel gyönyörűen összecsendülő matematika, az elektromos és mágneses mezőt egy szonett tömörségével leíró négy Maxwell-egyenlet sokáig bővületében tartotta a fizikusokat. A folytonos mező volt az igazán tiszta fizikai alapfogalom. Az atomok, molekulák csak a maszatos kémia hipotetikus fogalmai. (Amikor én jártam egyetemre, ami azért egy kicsit később volt, 1970 tájékán, az egyszerűbb lelkű egyetemi fizikus oktatók még mindig leszólták a piszkos kémiát a gyémántcsillogású tudománnyal, a fizikával szemben. Érdekes, hogy ez már akkor is zavart, pedig matematika-fizika szakos hallgató voltam.)

Valószínű, hogy a Worcesterben 1909 szeptemberében, az előadóteremben összegyűlt tömeg (néhány fizikust és Ferenczit kivéve) sem hátborsózdott eléggé Rutherford korábban idézett mondatán, mert Rutherford nagyon lassan és tagoltan így folytatta:

„Egy ilyen eredmény hatalmas intenzitású elektromos mezőre hívja fel a figyelmet az atom környezetében vagy az *atomon belül* (kiemelés tőlem, mindjárt mondom, hogy miért), különben lehetetlenség volna, hogy az oly nagy sebességgel mozgó és oly nagy tömegű részecske ekkora nagy szögben megforduljon.”⁸

⁶„the fundamental unit of electrical charge” – in G. J. Stoney: Of the “Electron”, or Atom of Electricity. *Philosophical Magazine* S5V38 (1894) 418–420.

⁷J. C. Maxwell: *A treatise on electricity and magnetism*. Clarendon Press, Oxford, 1873.

⁸„Such a result brings to light the enormous intensity of the electric field surrounding or within the atom, for otherwise it would not be possible for such a massive particle moving with such great velocity to be turned through such a large angle.” – in History of the Alpha Rays... 88–89. oldal.

Ahhoz, hogy egy nagy sebességű és nagy tömegű, tehát óriási lendületű részecske mozgása ekkorát változzon, óriási taszítóerő, tehát óriási elektromos térerősség szükséges. (Gondold el, mintha pingponglabda helyett medicinlabdával pingpongoznál! Mekkora kellene ütnöd?)

A ponttöltés keltette elektromos mező térerőssége,

$$E = \frac{kQ}{R^2}$$

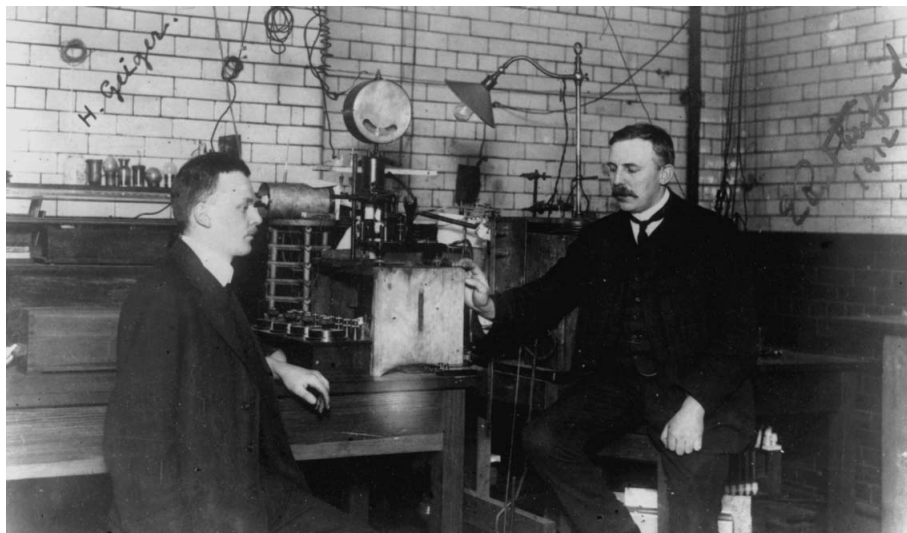
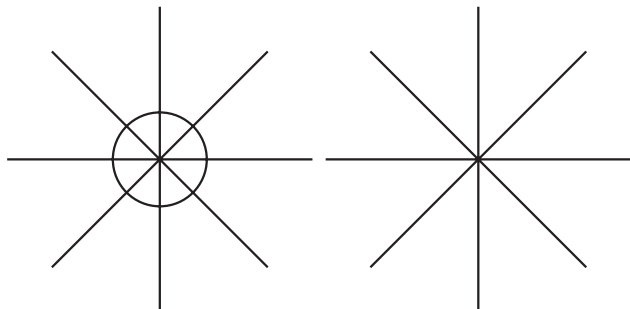
a ponttöltéshez közeledve növekszik. Az egyenletesen töltött gömb pontszerűnek tekinthető a gömbön kívül. A gömb felületénél azonban elérjük a maximális térerősséget, azon belül a térerősség lineárisan nullára csökken a középpontig. Ha az atom pozitív töltése atomméretű, (aranyatom $R \approx 0,144 \cdot 10^{-9}$ m), akkor a felületéig eljutva a térerősség nem elegendő a nagy sebességű α -részecske lendületének megfordításához. Ahhoz, hogy az α -részecske lendületének irányváltozása az elektromos erő hatására a kísérletben tapasztalt csaknem 180 fokot elérje, az atom pozitív töltésének az atom méreténél százezerszer kisebb sugarú gömbben kell tartózkodnia. Ekkor a felületnél a tízmilliárdszor nagyobb térerősség már visszafordítja az α -részecskét (4. ábra).

(Ez a munkatétellel hamar ellenőrizhető. A kísérletben szereplő α -részecskék mozgási energiája körülbelül 10^{-12} J volt. Az atom pozitív töltésének elektromos mezője által végzett fékezési munka, amíg azt az α -részecske R távolságra megközelíti

$$W = k \frac{Q_1 Q_2}{R},$$

ahol Q_1 az α -részecske, Q_2 az aranyatom pozitív töltése, az R pedig az a sugár, amilyen picinynek kell legalább lennie a pozitív „pudingnak” ahhoz, hogy a felületéhez érkezve az α -részecske teljes mozgási

4. ábra. Homogéenen feltöltött R sugarú gömb esetén a térerősség a gömb középpontjától mérve.

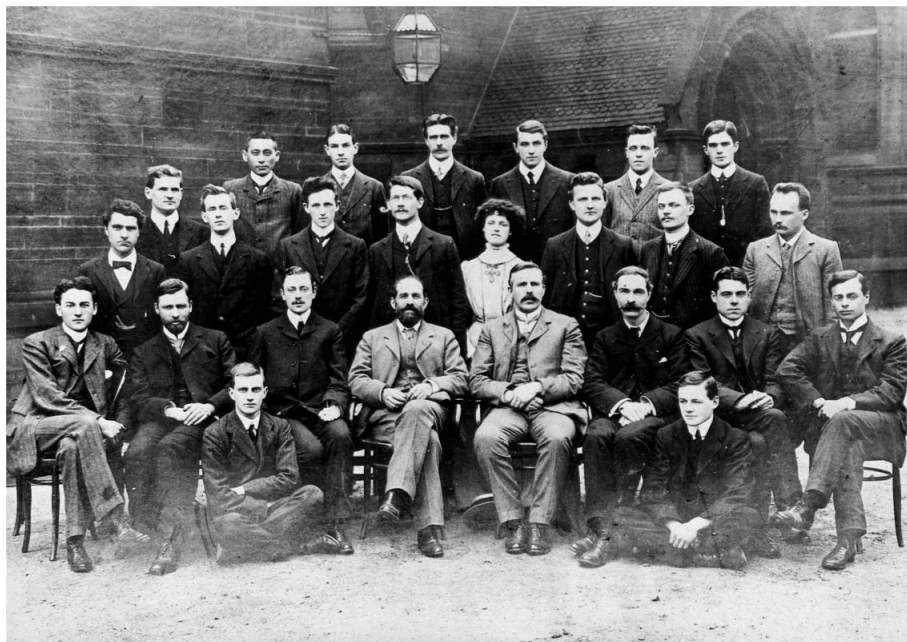


5. ábra. Hans Geiger és Ernest Rutherford a manchesteri laboratóriumban 1907-ben vagy 1908-ban. Kettőjük között valószínűleg az ős Geiger-cső van, fenn pedig az az elektroszkóp látszik, amely kilendülésével jelezte, ha a csőbe radioaktivitásból származó, nagy energiájú, ionizáló részecske érkezett.

energiája éppen elfogyjon. $W = E_m$. Mennyi lett az R ? Hányszor kisebb, mint az aranyatom sugara?)

Rutherford már ekkor, 1909. szeptember 10-én Worcesterben azt mondta, hogy az α -részecske az *atomon belül* találkozhatott nagyon erős elektromos mezővel. És bár nyilvánosan még nem mondta ki, de mint az előbb láttuk, ez minden fizikus (és Ferenczi) számára nyilvánvalóvá tette, hogy az atom pozitív töltését NEM egy atomméretű pudिंग hordozza, hanem ennél jóval kisebb geometriai méretbe kell összpontosulnia. Ezt a piciny geometriai méretű, nagy tömegű, pozitív anyagdarabot nevezzük ma atommagnak, angolul nucleusnak. Mondhatnánk, hogy a nukleáris fizika két évvel korábban 1909. szeptember 10-én született meg.

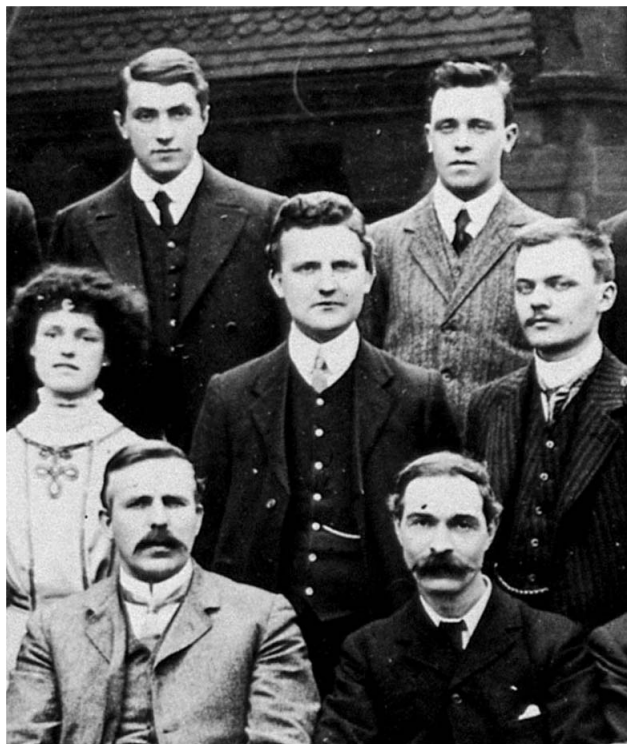
De nem mondom. Csak elgondolkodtam rajta. A fenti idézetek Rutherford 1909. szeptemberi előadásából valók abban az értelemben, hogy az elhangzott előadások szövegét a Clark University könyv alakban kiadta. A könyv 1912-ben jelent meg, benne Rutherford cikkének beérkezési idejéről 1910. szerepel. (Ezen az éves eltéréseken nem kell csodálkozni. Akkoriban a publikálások még nem interneten át száguldoztak, a publikációk megjelenésének sebessége a postahajók sebességén, és a nyomdászok ügyességén múlt.) Mivel Rutherford cikke 1910-ben érkezett meg Manchesterből (UK) Worcesterbe (USA), feltehetnénk, hogy valóban előbb született meg a magfizika, mint 1911 márciusa. Ugyanakkor Rutherford akár 1911. március 7-e után is belecsempészhette a cikkbe a kérdéses mondatokat. Mert megint csak akkoriban a nyomdászok által kiszedett és tördelt, úgynevezett kefelevonatokat mindig visszaküldték a szerzőnek (postahajón!), hogy olvassa át és javítsa, ahol hibát talál. Kevés mondatot, de még ekkor is bele lehetett írni a cikkbe. Így lehetséges, hogy a nukleáris fizika születésnapja mégiscsak 1911. március 7. A ritka kigyó bemutatása után.



6. ábra. 1909-ben csoportkép készült Manchesterben a Fizika Tanszék összes dolgozójáról. Ebből a képből vágtam ki a 7. ábrán látható, az atommag felfedezésében kulcsszereplő három fiatal.

Rutherford elkötelezett becsületessége a kísérleti tények megszerzésében és értelmezésében mégis inkább azt sugallja, hogy a fent idézett mondatok valóban elhangzottak már 1909-ben, Worcesterben. A hozzá vezető kísérletek természetesen jóval korábban történtek. Geiger (5. ábra) és Marsden Manchesterben 1907-ben nem véletlenül kezdte vizsgálni az α -részecskék áthaladását az aranyfólián. Rutherford még

7. ábra. Alul balra Rutherford (38 évesen), a középső sorban jobbra Geiger (27 évesen) és felül jobbra Marsden (20 évesen).



1906-ban a kanadai McGill Egyetemen dolgozván tapasztalta az α -részecskék közel 2 fokos eltérülését, szóródását egyik kísérletében, amikor csillámpalát helyezett a sugárzás útjába. Már ez a két fokos eltérülés is nagyon meglepte. Olyannyira, hogy már akkor kiszámította, hogy eltérüléshez milyen nagy elektromos térerősséggel kellett találkoznia a nagy lendületű α -részecskének. Életrajzírója szerint már ekkor leírta: „Ilyen eredmény világosan mutatja a tényt, hogy az anyag atomjai nagyon erős elektromos mezőnek a székhelyei.”⁹ 1907-ben, Angliába (Manchesterbe) visszaköltözve listát készített a megvizsgálandó jelenségekről. A listán a hetedik az „ α -sugárzás szóródása”¹⁰ volt. A kísérlet kivitelezését Rutherford Geigerre és Marsdenre bízta (6. és annak részlete, a 7. ábra).

Hans Geiger (1882, Neustadt-an-der-Haardt – 1945, Potsdam, Németország) 1907-től néhány évig Rutherfordnál dolgozott Manchesterben, ahol kifejlesztette a ma Geiger–Müller-számlálónak hívott eszköz őst abból a célból, hogy a radioaktív részecskéket egyesével lehessen megszámlálni. Miután kiderítette, hogy a csővel és a szcintillációs ernyőn ugyanannyi α -részecskét lehet megszámolni, az utóbbival kezdték megfigyelni az aranyfólián áthaladó α -részecskék szóródását, mert a szcintillációs ernyőn a beérkező α -részecske helyét is meg lehetett határozni. Ebben a kísérletben vállalt tevékeny részt az akkor 18 éves Ernest Marsden.

Ernest Marsden (1889, Rishton, UK – 1970, Wellington, Új Zéland). Az arany-, ezüst-, platina- és alumíniumfóliákon áthaladó α -részecskék zöme a két fokos elhajlási tartományban volt. De Marsden alkalmanként „elkószált” α -részecskét is észrevett. Marsden így emlékezett vissza: egy délután bejött hozzájuk Rutherford, és sokat beszélgettek a hiányzó, az elkószáló α -részecskékről. Azután elmentében Rutherford visszafordult hozzá: „Nézd meg, hogy látsz-e a fém felületéről visszaverődő α -részecskéket!”¹¹ Megnézte. Pedig sem ő, sem Geiger, sőt, talán még Rutherford sem hitte, hogy találni fog élesen hátraszóródó α -részecskét. De talált...

Ernest Marsden (1889, Rishton, UK – 1970, Wellington, Új Zéland). Az arany-, ezüst-, platina- és alumíniumfóliákon áthaladó α -részecskék zöme a két fokos elhajlási tartományban volt. De Marsden alkalmanként „elkószált” α -részecskét is észrevett. Marsden így emlékezett vissza: egy délután bejött hozzájuk Rutherford, és sokat beszélgettek a hiányzó, az elkószáló α -részecskékről. Azután elmentében Rutherford visszafordult hozzá: „Nézd meg, hogy látsz-e a fém felületéről visszaverődő α -részecskéket!”¹¹ Megnézte. Pedig sem ő, sem Geiger, sőt, talán még Rutherford sem hitte, hogy találni fog élesen hátraszóródó α -részecskét. De talált...

⁹“Such results bring out clearly the fact that the atoms of matter must be the seat of very intense electrical forces.” – in Norman Feather: *Lord Rutherford*. Blackie & Son, London (1940) 131. oldal.

¹⁰“Scattering of alpha rays” – in *Lord Rutherford*, 117. oldal.

¹¹“See if you can get some effect of alpha particles directly reflected from a metal surface.” – in E. Marsden: *Rutherford at Manchester*. in J. B. Birks (ed.): *Rutherford at Manchester*. Heywood & Co., London (1962) 8. oldal.

KORONAFŰTÉS ÉS MÁGNESES HULLÁMOK: MIÉRT FORRÓ A NAP LÉGKÖRE?

Zsámberger Noémi Kinga,^{1,2,3} Erdélyi Róbert^{2,3,4}

¹Fizikai Tudományok Doktori Iskola, Debreceni Egyetem

²Magyar Napfizikai Alapítvány (<http://hspf.eu>)

³Solar Physics and Space Plasma Research Centre, University of Sheffield

⁴Csillagászati Tanszék, Eötvös Loránd Tudományegyetem

Napunk légkörének legkülső rétegében, a teljes napfogyatkozások idején előbukkanó napkoronában a hőmérséklet jóval meghaladja az energiát szolgáltató csillagmaghoz több ezer kilométerrel közelebb eső napfelszín (fotoszféra) körülbelül 5700 kelvin hőmérsékletét. Erre a különös jelenségre próbálnak magyarázatot adni a naplégkör fűtésének hidrodinamikai, illetve mágneses fűtési modelljei. Az utóbbiak egy családját a magnetohidrodinamikai hullámok terjedése és disszipációja alkotja, amelyek vizsgálata egyben diagnosztikai információt is szolgáltat a csillagunk légkörének változatos képződményeiben uralkodó fizikai körülményekről. Mindkét kutatási terület alapvető fontossággal bír az Univerzum többi részének megismerésében, hiszen mindazt, amit Napunkat tanulmányozva felfedezünk, bizonyos mértékben általánosítani lehet a többi (hasonló) csillagra.

A napkutatás nyitott kérdései

Csillagunk légköre több rétegre osztható, és egyben változatos a finomszerkezete. A legelső réteg a fotoszféra, ahonnan a látható fény döntő többségét észleljük, és ahol a hőmérséklet mintegy 6000 K – ami már már kellemes érték a magasabban elhelyezkedő koronához képest, ahol akár 1-2 millió kelvin hőmérséklet is előfordulhat. Ha Napunkat egy egyszerű gyertyához hasonlítjuk, akkor meg kell állapítanunk, hogy a fényes kozmikus gyertyalángot körülölelve derengő korona – noha távolabb esik a központi hőforrástól – sokkal forróbb magánál a lángnál.

E „szabálytalan” rétegződés veti fel a naplégkör és -korona fűtésének máig vitatott kérdéseit. Számos

magyarázat született már arra, milyen folyamat tartja fenn a napkorona több millió fokos hőmérsékletét, illetve mi hajtja és gyorsítja a napszelet, azaz a napkoronát elhagyó töltött részecskék 300–2000 km/s sebességű áramát. A különböző fűtési mechanizmusokat leíró elméletek közös pontja, hogy a választ a naplégkör plazmáját átjáró mágneses terek jelenléte vezetik vissza. A magyarázatok egyik csoportja a mágneses erővonalak átrendeződésének és összekapcsolódásának (*reconnection*, *átkötődés*) folyamatában látja a koronafűtéshez és a részecskegyorsításhoz szükséges energia forrását. Az elméletek másik típusa pedig a naplégkörben terjedő magnetohidrodinamikai (MHD) hullámokat és oszcillációkat tekinti a kérdéses energia szállítóinak. Napjainkban egyre inkább úgy tűnik, nem egyetlen, globális mechanizmus tartja fenn a koronában uralkodó extrém magas hőmérsékletet, hanem számos, különböző, lokális jelenség szolgáltat hozzá energiát különféle mechanizmusok által [1].

Az MHD hullámokat – a naplégkörbeli energia-szállításban játszott szerepükön túl – azért is érdemes mind elméleti, mind megfigyelési oldalról tanulmányozni, mert információval szolgálnak a hullámokat vezető közegről. Ezt az információt a szoláris magnetoszeizmológia (*solar magneto-seismology*, *SMS*), magyar rövidítéssel SZMSZ, új és erősen terjedőben lévő módszerének segítségével tudjuk kinyerni. Az eljárás során a napjainkban rendelkezésre álló nagy felbontású megfigyelésekből a naplégkör bizonyos struktúráiban (például koronahurkokban, napfoltokban, protuberanciákban) észlelt hullámok paramétereit (például hullámhossz, periódusidő) elméleti modellekből nyert összefüggésekbe helyettesítve határozhatjuk meg az adott hullámvezető közeg hiányzó, olykor nehezen mérhető paramétereit (például mágneses térerősség, hővezetési együttható) [2].

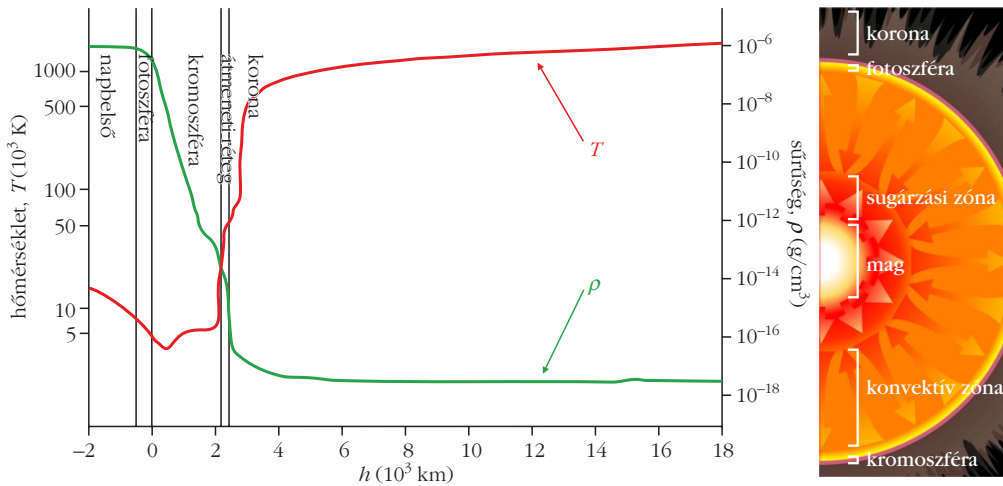
A szerzők köszönetüket fejezik ki *Gyenge Norbertnek*, aki a 2. ábrához rendelkezésre bocsátotta a Debreceni Napfoltkatalógus adatait feldolgozó kódját. A szerzők továbbá hálásak az STFC (ST/M000826/1), a Royal Society és a Debreceni Egyetem támogatásáért.



Zsámberger Noémi Kinga az ELTE-n végzett fizika alapszakon, majd csillagász mesterképzésen 2017-ben. Tanulmányai során égi mechanikával, később pedig napfizikával foglalkozott. Jelenleg a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Intézetének doktorandusz hallgatója. Kutatási területe a napfizika, ezen belül a Nap légkörében terjedő magnetohidrodinamikai hullámok, illetve ezek modellezése aszimmetrikus hullámvezetőkben.



Erdélyi Róbert az ELTE professzora, a Sheffieldi Egyetem Napfizika és Úrplazma Kutatóközpont vezetője. Több mint 250 tudományos cikket publikált, idézettsége 6000 fölött van. Jelenleg a hazai megfigyelési napfizika fejlesztésén, a Gyula Bay Zoltán Napfizikai Observatórium (GSO) felújításán dolgozik. A gyulai obszervatórium központi szerepet játszik az űridőjárás hatékonyabb előrejelzésére létrehozott SAMNet nemzetközi hálózatban, amellyel több nemzetközi kutatóprogramban vesznek részt.



1. ábra. Balra a ρ sűrűség és a T hőmérséklet alakulása a Nap légkörében. Jobb oldalon a Nap belsejének és légkörének szerkezete (forrás: NASA).

A napkorona megismerése

A napkoronáról a több évezredre visszanyúló megfigyelések ellenére csak a spektroszkópia 19. századi kibontakozását követően tudtunk meg többet. Az ekkor 5303 Å hullámhosszon detektált spektrumvonal fél évszázados kihívást jelentett az asztrofizika számára. E színeképvonal észlelt hullámhossza nem felelt meg semmilyen ismert elem vonalainak, ezért úgy gondolták, új kémiai elemre bukkantak, amelyet előfordulási helye, a napkorona után koróniumnak neveztek el. A rejtély valódi megoldására 1939-ben *Bengt Edlén* derített fényt: a koróniumvonal valójában a tizenháromszorosan ionizált vasatomok több mint egymillió kelvin hőmérsékleten létrejövő spektrumvonala. A modern, űrből végzett megfigyelések, az 1970-es évek Skylab-küldetésétől kezdve, az SMM (*Solar Maximum Mission*), Yohkoh, SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*), TRACE (*Transition Region and Coronal Explorer*), RHESSI (*Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager*), STEREO (*Solar Terrestrial Relations Observatory*), Hinode, IRIS (*Interface Region Imaging Spectrograph*) űrszondákon át az SDO-ig (*Solar Dynamics Observatory*) korábban példátlan tér- és időbeli felbontású felvételeket készítettek a Nap légköréről (E)UV, lágy és kemény röntgen-, illetve gamma-tartományban egyaránt. A képképző és a spektroszkópiai eszközök együttesen a naplégkör finomszerkezetének számos elemét fedték fel, a röntgenben fényes apró pontoktól (*X-ray bright points*) a hatalmas koronahurkokig.

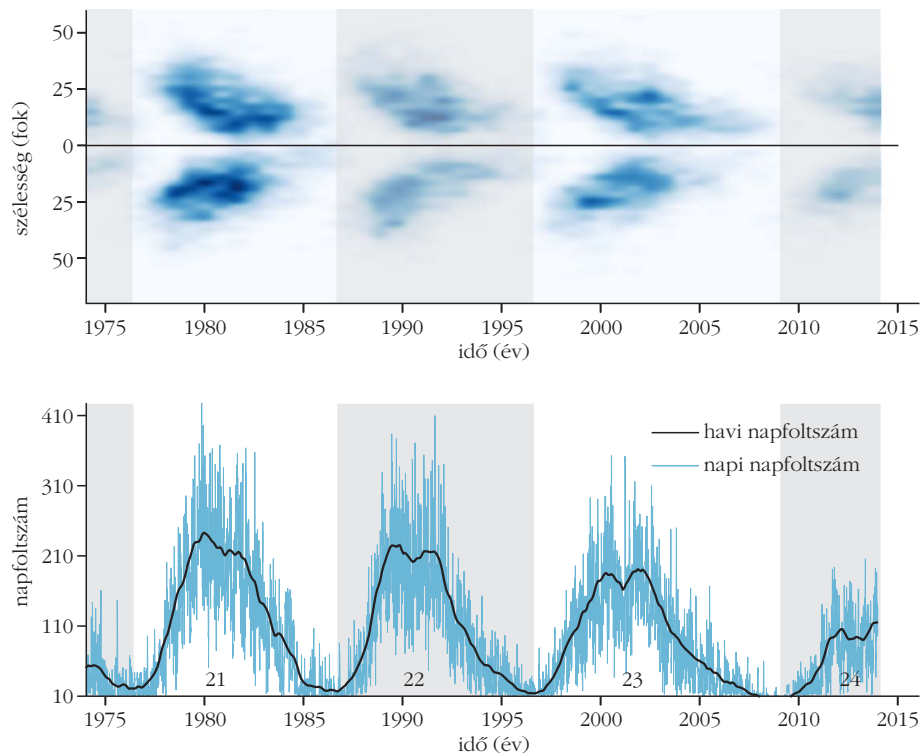
Miután 1939-ben megállapították, hogy a napkorona hőmérséklete jóval magasabb a fotoszférájénál, az elméleti asztrofizikusok hamarosan különböző, magyarázó erejű matematikai és fizikai modellekkel álltak elő. A legfőbb problémát a Nap belsejének és légkörének hőmérsékletét leíró magasságprofil (1. ábra) értelmezése jelentette. Régóta elfogadott tény, hogy az energiatermelés a Nap elképesztően forró (14 millió kelvines) belső magjában történik (a

tal folytatódik (konvekciós zóna, 0,72–1 R_{\odot}), egészen a napfelszín, azaz a fotoszféra eléréséig. A vertikálisan sokat változó hőmérséklet itt éri el minimumát (5700 K), és a magasabb légköri rétegekben jelenleg még megmagyarázatlan módon ismét emelkedni kezd. A kromoszférában mintegy 20 000 K-t ér el, a fölötte elhelyezkedő átmeneti régióban (*transition region*) már 100 000 K-re emelkedik, míg a legkülső burkot alkotó koronában akár kétmillió kelvines forróság is uralkodhat. Mindez szöges ellentétben áll azzal a logikus elvárással, hogy az energiatermelő csillagmagtól távolodva a hőmérsékletnek monoton módon csökkennie kellene; a hőmérsékleti minimumot képviselő fotoszféra felett ez a tendencia láthatóan megfordul, és a naplégkörbeli hőmérséklet ismét emelkedni kezd, hasonlóan a legtöbb csillag légkörének viselkedéséhez.

A Nap mágneses mezeje

A képképző eszközök egyre jobb térbeli felbontásának köszönhetően mind több mágneses struktúrát figyelhetünk meg a Nap felszínén és légkörében. Az ilyen, nagy méretskálájú képződmények jól ismert példái a napfoltok, a komplex aktív régiók, a protuberanciák, a koronahurkok és koronalyukak. A finomszerkezet elemeit pedig például a mágneses pórusok, a hosszúkás sötét foltok (*mottles*), a szupergranuláció cellái, a filamentumok, a röntgenben és EUV-ben fényes pontok, a tornádók, valamint a szpikulák stb. alkotják [3].

A napfizika területén tett egyik legkorábbi, és egyben legjelentősebb felfedezést a napciklus leírása jelentette (Hale-féle polaritási szabály, a napfoltok pillangó-diagramja (2. ábra), a napfoltok számának periodikus változása). Hamarosan fény derült rá, hogy az ilyen időbeli változások szorosan kötődnek a Nap globális mágneses terét létrehozó dinamóméchanizmushoz. Például a Skylab megfigyelései világossá tették, hogy a röntgentartományban erősen sugárzó forró és fényes koronabeli régiók és az alattuk meg-



2. ábra. Felül a napfoltok szélesség szerinti eloszlásának időbeli változását szemléltető pillangódiagram, alul a napfoltszám időbeli alakulását mutató görbék, valamint az ezekből kirajzolódó, váltakozó fehér és szürke színezéssel határolt napciklusok.

húzódó felszíni mágnesestér-koncentrációk elhelyezkedése között erős a korreláció, azt sugallva, hogy a koronafűtés és a napmágnesség szorosan kapcsolódnak. Hasonló korrelációt találtak a kis skálájú, napfelszínszerte jelen lévő képződmények és a Nap mágneses ciklusa között. Ezt a kapcsolatot szemlélteti a 3. ábra, valamint az 1. online segédanyag (<http://fizikai szemle.hu/extra/zsamberger2003-a>).

Megfigyelési korlátok

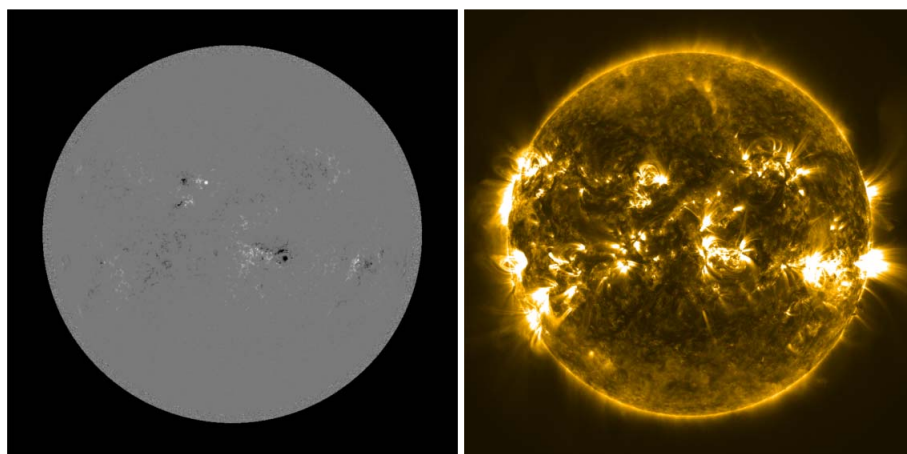
A Nap (illetve a csillagok) légkörének fűtéséről alkotott bármilyen modellnek, hogy elfogadható legyen, meg kell felelnie néhány, megfigyelési eredmények jelentette feltételnek. Napjainkra már nyilvánvaló, hogy a napkorona igen összetett szerkezetű, amelynek kialakításban a mágneses tér alapvető fontosságú. A naplégkör számos mágneses struktúrájára jellemző fizikai paraméterek vizsgálata alapján valószínű, hogy a különféle képződményekben eltérő fűtési mechanizmusok működnek. A zárt struktúrákban, azaz a mágnesesen aktív régiók félkör szerű mágneses hurkaiban

a hőmérséklet a $8-20 \cdot 10^6$ K-t is elérheti, míg a nyitott mágneses régiókban, így például a Nap pólusaihoz közeli koronalyukakban „csak” $1-1,5 \cdot 10^6$ K mérhető. A megfigyelések továbbá azt mutatják, hogy a hőmérséklet, a sűrűség és a mágneses tér eloszlása rendkívül inhomogén. A koronahurkok által kijelölt mágneses fluxuscsoveken belül egyes vékony filamentumok plazmája például 3–5-ször is sűrűbb lehet a környező közegnél. Érdekes korlátot jelentenek a naplégkör nagy skálájú ($\sim 10^4$ km, 30 perc) kvázistatikus természetével szembenálló, szintén magyarázatra szoruló, kis skálájú fényesség- és sebességfluktuációk. Még mindig viszonylag keveset tudunk arról, hogyan függ a plazma fűtése a nehezen mérhető globális mágneses térerősségtől, a mágneses struktúrák méretétől és korától.

Fűtési mechanizmusok a naplégkörben

A koronafűtés enigmájának megoldása érdekében elsősorban azon nap-, illetve csillaglégkör-fűtési mechanizmusok relevánsak, amelyek a kromoszféra- és koronabeli energiavesztéseket kiegyensúlyozó, állandó energiaforrásként képesek szolgálni – bár ezt nem feltétlenül kell folytonos módon biztosítaniuk, például elegendő lehet az is, ha a véletlenszerű, időszakos energiakibocsátások statisztikai átlaga nyújt

3. ábra. Az SDO AIA (Atmospheric Imaging Assembly) 171 Å hullámhosszon készült felvételen kirajzolódik a naplégkör forró ($\sim 600\,000$ K) területeinek eloszlása (jobbra), amely szorosan követi a HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) magnetogramján megjelenő felszíni mágnesestér-koncentrációkat (balra).



<i>1. táblázat</i>	
A légkörfűtési mechanizmusok összefoglalása, Ulmschneider [4] nyomán	
energiaszállító	disszipációs mechanizmus
hidrodinamikai fűtési folyamatok	
akusztikus hullámok ($P < P_{\text{akusztikus levágási}}$)	lökéshullám-disszipáció
pulzációs hullámok ($P > P_{\text{akusztikus levágási}}$)	lökéshullám-disszipáció
mágneses fűtési folyamatok	
<i>váltakozó áramú (AC) vagy hullámmechanizmusok</i>	
lassú MHD hullámok, longitudinális MHD csőhullámok	lökéshullám-csillapodás, rezonáns abszorpció
gyors MHD hullámok	Landau-csillapodás
Alfvén-hullámok (transzverzális, torziós)	módusok csatolása, rezonáns fűtés, fáziskeveredés, rezonáns abszorpció, turbulens fűtés, Landau-csillapodás, kompressziós viszkózus fűtés
<i>egyenáramú (DC) mechanizmusok</i>	
áramrétegek	átkötődés (turbulens fűtés, hullámfűtés)

állandó mértékű energiaellátást. Ideális esetben az elméletek képesek előre jelezni az általuk előnyben részesített fűtési mechanizmus makroszkopikus következményeit (például a keltett áramlásokat, a létrehozott speciális spektrumvonalprofilokat vagy vonalkiszélesedést stb.), amelyeket a megfigyelések is képesek megerősíteni. Az egyes fűtési mechanizmusok megfigyelések által történő tesztelése mindazonáltal nehézségekbe ütközik, mivel egyidejűleg többféle fűtési mechanizmus is jelen lehet. Az elméleti becslések pedig gyakran olyan kis térbeli skálákra helyezik az energia végső szétoszlását (disszipációját), amelyek még a mai modern űrszondák kameráinak felbontását is meghaladják. További probléma, hogy egy-egy fűtési mechanizmus egyedi jelei megsemmisülhetnek a befektetett energia termalizálódása során.

A fűtési folyamatok három szakaszra bonthatók: az energiaszállítás módjának megteremtése, az energia naplégkörbeli szállítása és végül az energia eloszlása a különféle légköri képződményekben. Általánosságban kijelenthető, hogy a legnagyobb nehézséget az utolsó fázis, azaz a hatékony disszipációs mechanizmus leírása jelenti. A különböző fűtési folyamatokat az 1. táblázat foglalja össze.

A naplégkörben működő fűtési folyamatok elsőként annak alapján csoportosíthatók, hogy szerepet játszanak-e bennük mágneses terek [4]. Amennyiben a válasz nemleges, a jelenség leírható a hidrodinamika elméleti keretein belül. Például a kromoszféra nyugodt régióit ilyen hidrodinamikai folyamatok fűthetik (például akusztikus hullámok, pulzáció). Azonban, amikor a plazmát mágneses tér járja át, a fűtés a mag-

netohidrodinamika elméletével írható le. Az ilyen, MHD fűtési modellek végső szakaszában a Joule-fűtés vagy (kisebb mértékben) a viszkozitás lehet felelős a disszipáció biztosításáért.

A fűtési folyamatok másik csoportosítása a perturbációs mozgások időskálája alapján történik. Ha ez az időskála rövidebb, mint a keltett ellenreakció karakterisztikus ideje, akkor a nem mágnesezett plazmában az akusztikus hullámok az energiaterjedés jó közelítését jelentik. Ha viszont a perturbációk alacsony frekvenciájúak, a hidrodinamikai pulzáció megfelelőbb leírást jelenthet. Mágnesezett plazmában, ha a perturbációk időskálája rövid, váltakozó áramú (AC) fűtésről beszélünk – ide tartoznak például az MHD hullámok. Ha a folyamat külső hajtóerői (például fotoszférikus mozgások) a disszipációs és áthaladási időhöz képest hosszabb időskálákon fejtik ki hatásukat, rendkívül vékony áramrétegek jönnek létre, amelyek egyenáramú (DC) fűtési mechanizmust jelentenek [5].

Hidrodinamikai fűtési mechanizmusok

A naplégkör rendkívül magas hőmérsékletének felfedezése után, az 1940-es években ezt a váratlan megfigyelést az akusztikus hullámok modelljével próbálták magyarázni, amely szerint ezek a szoláris granuláció által keltett hullámok szállítják az energiát a konvektív zóna aljától a koronáig. Mivel a napfelszín feletti magasság növekedésével a sűrűség gyors ütemben csökken, a hanghullámok lökéshullámokká válhatnak, mielőtt leadják az általuk hordozott energiát, majd gyorsan disszipálódnak, és ezzel hozzájárulnak a korona fűtéséhez. Azonban amint kiderült, hogy a napkorona plazmáját át- meg átszövi a mágneses tér, a hidrodinamikai fűtési folyamatok szerepét újra kellett értékelni: ezek csak a naplégkör alacsonyabb (például kromoszférikus) rétegeiben járulhatnak hozzá jelentősen a hőmérséklet fenntartásához. Az alsóbb légköri rétegekben fluxuscsovekbe koncentrált mágneses tér azonban a kromoszféra felső részének magasságától lényegében teljesen kitölti csillagunk légkörét (mágneses mennyezetet alkotva), ezért a légkörfűtés szempontjából – innentől egészen a koronáig – a mágneses tér jelenléte a meghatározó [5].

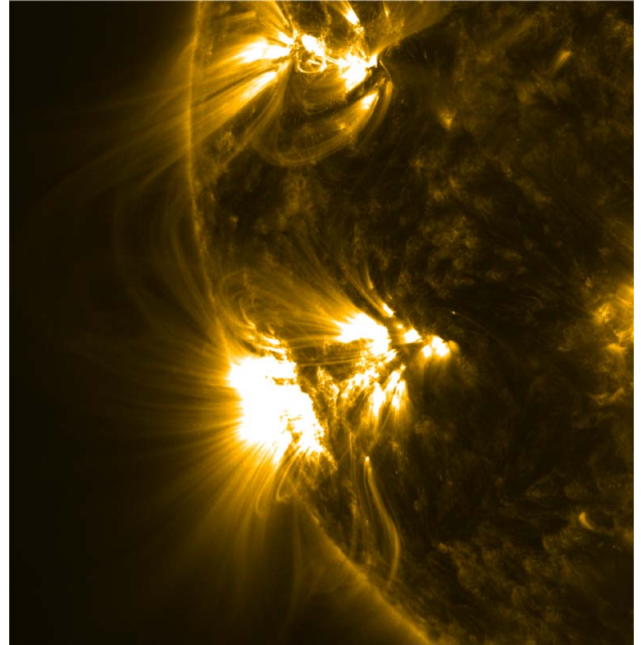
MHD fűtési mechanizmusok

A naplégkör alkotta forró közegben, legalábbis első közelítésben, a plazma „be van fagyva” a különböző mágneses struktúrákba. Ez azt jelenti, hogy a plazma mágneses erővonalakon „ül” részecskéinek követniük kell az erővonalak mozgását és fordítva. A mágneses befagyási tulajdonságot a svéd *Hannes Alfvén* fedezte fel, aki a plazmákban terjedő mágneses hullámokkal kapcsolatos kiemelkedő munkájáért 1970-ben fizikai Nobel-díjban részesült. E befagyási tulajdonság egyúttal azzal is jár, hogy a mágneses tér központi szerepet játszik a naplégkör energetikai viszonyainak

és dinamikájának alakításában. A megfigyelések szerint a naplégkör mágneses építőelemei elsősorban mágneses fluxuscsovek alakját öltik (4. ábra). A sűrűség erőteljes csökkenése miatt a fluxuscsovek átmérője a magassággal gyors ütemben nő, és a fluxuscsovek a fotoszféra felett körülbelül 1500 km-rel a naplégkör majdnem egészét kitöltik. A kitűnő hullámvezetőként funkcionáló fluxuscsoveket a fotoszférában előforduló mozgások (granuláris mozgások és globális akusztikus oszcillációk, azaz p -módusok) rázzák és csavarják meg folyamatosan.

Az MHD fűtési mechanizmusok egyik típusa a mágneses átkötődés folyamata, amelyre akkor kerülhet sor, ha a fluxuscsovek fotoszférikus talppontmozgásainak karakterisztikus ideje sokkal hosszabb az Alfvén-féle lokális áthaladási időnél (azaz az Alfvén-sebességgel terjedő perturbációk áthaladási idejénél). Ilyenkor a mágneses feszültség fokozatosan felhalmozódik, és a kialakuló, erőteljesen lokalizált áramrétegekből az összegyűlt energia az erővonalak átkötődése során tud felszabadulni. Számos bizonyíték van annak, hogy a rekonnekció folyamata *nagy skálákon* jelen van a naplégkörben, azonban az, hogy mikro- és nanoskálákon is hatékony fűtési mechanizmusként tud-e szolgálni, további elméleti vizsgálatokat és megfigyeléseket igénylő, megválaszolatlan kérdés. A vita feloldásának egyik érdekes lehetősége a különböző mértékű energiefelszabadulással járó jelenségek hatványfüggvény-eloszlásának vizsgálata. E hatványfüggvény kitevőjének elméleti kritikus értéke 2. Ha a kismértékű energiefelszabadulással járó események megfigyelése alapján mért kitevő nagyobb mint 2, az azt jelzi, hogy a naplégkört számos, lokalizált rekonnekciós esemény fűti, amelyek például a koronába nyúló mágneses terek talppontjainak folytonos mozgása, „rázkódása” miatt következhetnek be. Ha pedig a kitevő 2-nél kisebbnek adódik, akkor a naplégkör megfigyelt hőmérsékleti tulajdonságaiért globálisabb jellegű fűtési mechanizmus lehet felelős. Sajnálatos módon a megfigyelések jelenlegi pontossága mellett még nem sikerült levonni a végső következtetést [5].

Ezzel ellentétben, ha a fluxuscsoveket érő perturbációk karakterisztikus ideje jóval rövidebb az Alfvén-féle lokális áthaladási időnél, akkor a fotoszférikus mozgások különféle MHD csőhullámok formájában terjednek (például lassú és gyors MHD hullámok, Alfvén-hullámok) [6–7]. Ezek után az MHD hullámok disszipációja többféle módon is történhet: csatoltta válhatnak egymással, kölcsönhathatnak nemlineáris módon, rezonáns kölcsönhatásba léphetnek a zárt hullámvezetővel (például koronahurokkal), vagy nemlineáris fejlődésen mehetnek keresztül (például szolitonok vagy lökéshullámok alakulhatnak ki).



4. ábra. Az SDO AIA 171 Å hullámhosszon, 2015. október 19-én készített felvétele egy nagymértékben strukturált koronahurokról és környezetéről.

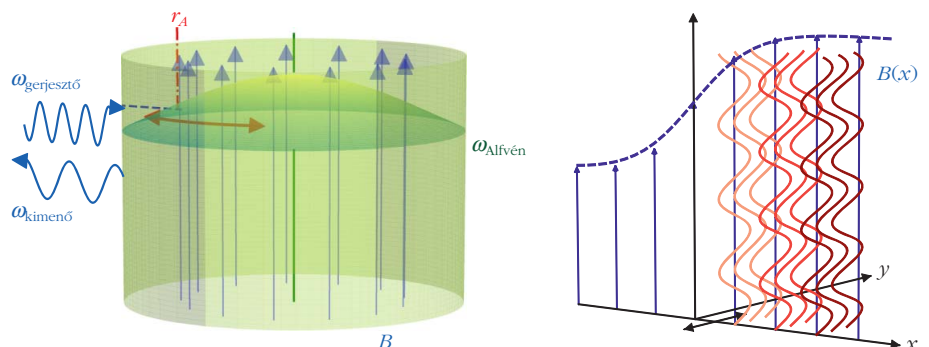
Az inhomogén mágneses plazmák vizsgálatában az MHD hullámok két disszipációs mechanizmusa részeseült kiemelt figyelemben az elmúlt évtizedekben: a rezonáns abszorpció (*resonant absorption*) [8] és a fáziskeveredés (*phase mixing*) (5. ábra). Bár az elméleti munkák szerint valószínűtlen, hogy zárt mágneses struktúrákban hatékonyan működhet a fáziskeveredés, a rezonáns abszorpció potenciálisan magyarázhatja az MHD hullámok koronahurokokban megfigyelt csillapodását [5].

A rezonáns abszorpció megértéséhez tételezzük fel, hogy egy ideális, inhomogén, függőleges mágneses fluxuscso mágneses tértől mentes plazmába van ágyazva oly módon, hogy a

$$v_A = \sqrt{\frac{B^2}{\mu \rho}}$$

Alfvén-sebességnek, ahol B a mágneses indukció, ρ a plazma sűrűsége és μ a mágneses permeabilitás maximuma van a cső tengelye mentén, és monoton

5. ábra. A rezonáns abszorpció (bal oldalon), illetve a fáziskeveredés folyamata (jobb oldalon).



módon nullára csökken sugárirányban kifelé haladva (5. ábra, illetve 2. segédanyag, <http://fizikai szemle.hu/extra/zsamberger2003-b>). Ha egy, a környezetből érkező (gerjesztő) hullám fázissebessége megegyezik egy adott r_A sugárhoz tartozó lokális Alfvén-sebességgel, a gerjesztő hullám rezonanciába kerül a lokális Alfvén-hullámokkal az r_A sugárhoz tartozó mágneses felületen. Az ideális MHD-leírásban ez végtelen nagy amplitúdójú perturbációkat eredményezne, amelyek éles gradiensek kialakulásához vezetnének. Azonban amint a plazmában erős gradiensek keletkeznek, többé már nem alkalmazható az ideális közelítés, azaz figyelembe kell venni a disszipatív hatásokat is (például rezisztivitás, viszkozitás), ami pedig lokális termikus fűtést eredményez. A rezonáns abszorpció e folyamatát eredetileg a termonukleáris fúziót elősegítő fűtési mechanizmusként vizsgálták, de például a Nap globális oszcillációinak a napfoltokkal történő kölcsönhatását, vagy a koronahurkok oszcillációinak csillapodását [9] is jól modellezi.

A fáziskeveredés mechanizmusa – amelyet elsőként *Heywarts* és *Priest* írtak le – bizonyos szempontból hasonlít a rezonáns abszorpcióra. A folyamat szemléltetéséhez tételezzük fel, hogy a teret mágnesezett plazma tölti ki, amely az x - z sík x irányában inhomogén, és a mágneses erővonalak párhuzamosak a z tengellyel (5. ábra, illetve 3. segédanyag, <http://fizikaiszemle.hu/extra/zsamberger2003-c>). Ha az erővonalakat koherens (például szinuszos) perturbáció éri y irányban, akkor minden egyes erővonal mentén – az adott erővonal elhelyezkedésének megfelelő karakterisztikus sebességgel – egy-egy Alfvén-hullám kezd terjedni z irányban. Mivel a plazma sűrűsége és így az Alfvén-sebesség a szomszédos erővonalakon eltérő, a szomszédos oszcillációk egy idő után különböző fázisba kerülnek, ami a perturbációkban keletkező nagy x irányú gradiensekhez vezet. Amint ezek a gradiensek meghaladnak egy bizonyos küszöbértéket, többé már nem tételezhető fel, hogy a plazma ideális, és csakúgy, mint a rezonáns abszorpció esetén, a további elemzés során figyelembe kell venni a disszipációs hatásokat, amelyek lokális fűtést eredményezhetnek. A kezdeti perturbációk ezen disszipációját nevezik fáziskeveredésnek. A folyamat ígértes jelölt az MHD hullámok energiájának eloszlására a nyitott mágneses régiókban, így például a napszélben, a korona tölcészerű mágneses térrel övezett területein (*coronal funnels*), vagy a koronanyalábokban (*plumes*).

Szoláris magnetoszeizmológia

A légkörűtés hajtóerejének felderítésén kívül az MHD hullámok tanulmányozása arra is lehetőséget biztosít, hogy információt szerezzünk a naplégkör különféle kiterjedésű és élettartamú képződményeiről. A soláris magnetoszeizmológia (SZMSZ) egy új, indirekt mérési módszer, amely ötletesen kihasználja azt a

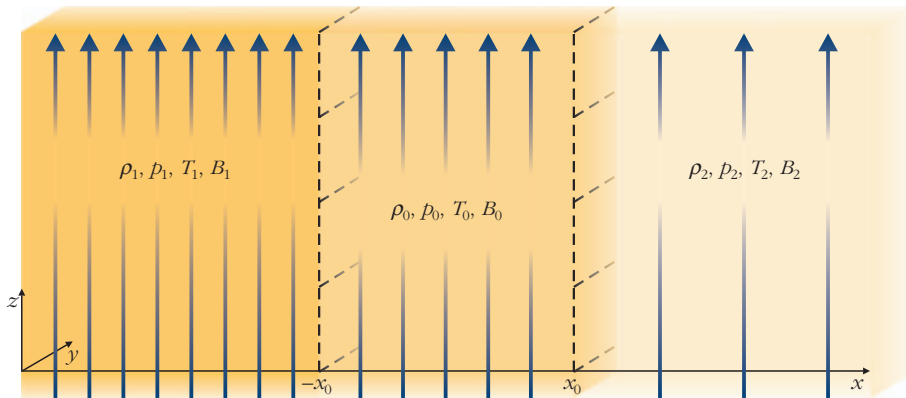
tényt, hogy a hullámok információt hordoznak az őket vezető közegről [2]. Így az MHD hullámok tulajdonságairól, például periódusidejéről, vagy az amplitúdó térbeli alakulásáról készített méréseket összevetve az elméleti modellekből származó számításokkal, az SZMSZ módszereivel megbecsülhetők a plazma más módon nehezen mérhető paraméterei, így például a mágneses térerősség vagy a hővezetési tényező [10]. Elsőként 1998-ban, a TRACE szonda segítségével sikerült nagy pontossággal, térben is felbontva detektálni és azonosítani MHD hullámokat a Nap számos koronahurkának egyikében. Azóta pedig – az eszközök egyre növekvő tér- és időbeli felbontásának köszönhetően – a naplégkör számos különböző elemében észleltek MHD hullámokat és oszcillációkat, így például protuberanciákban, szpikulákban [11], koronalyukakban. Ezzel a mérések változatossága felzárkózott az elméleti modellek napjainkban is egyre bővülő családjához.

A két alapvető elméleti modell, amelyekre az SZMSZ módszerek építenek, a homogén mágneses fluxuscsovek, illetve a szimmetrikus mágneses rétegek elsőként *Roberts* által az 1980-as években összefoglalt és népszerűsített modelljei. A fluxuscsovek modelleszaládjá a homogenitás felől elmozdulva fokozatosan beépítette a térben változó sűrűségprofilok, a cső tengelye mentén (longitudinálisan) változó erősségű mágneses terek, a cső hosszirányban növekvő keresztmetszete, valamint a cső és környezete közötti átmeneti régió létének lehetőségét [12].

A mágneses rétegek modellje a közelmúltban az aszimmetrikus egyensúlyi állapotok irányában fejlődött tovább. Ezen újabb, általánosabb leírásokban közös, hogy két határfelület által felosztott, súrlódásmentes plazmát vizsgálnak, amelynek minden rétege állandó, de egymástól különböző nyomással, sűrűséggel és hőmérséklettel jellemezhető, és a középső réteget homogén mágneses tér járja át. Attól függően, hogy a naplégkör milyen elemét kívánjuk modellezni, ehhez az alapvető, statikus és külső rétegeiben nem mágneses konfigurációhoz áramlásokat vagy aszimmetrikus külső mágneses tereket adhatunk [10], és vizsgálhatjuk, miként változik a hullámterjedés a szimmetria különböző módokon történő megbontásakor. Például a 6. ábrán bemutatott, külső rétegeiben is mágnesezett aszimmetrikus $2x_0$ központi vastagságú rétegződésben a vertikálisan (z irányban) terjedő, k hullámszámú, ω körfrekvenciájú hullámok frekvenciafüggő viselkedését a linearizált ideális MHD egyenletekből levezethető alábbi diszperziós reláció írja le:

$$2 \frac{\rho_0}{\rho_1} m_1 \frac{\rho_0}{\rho_2} m_2 \Omega_0^2 + 2 m_0^2 \Omega_1 \Omega_2 + \rho_0 m_0 \Omega_0 \left(\frac{m_2}{\rho_2} \Omega_1 + \frac{m_1}{\rho_1} \Omega_2 \right) \left(\tau_0 + \frac{1}{\tau_0} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\text{itt } \Omega_i = k^2 v_{Ai}^2 - \omega^2, \quad i = 0, 1, 2.$$



6. ábra. A külső mágneses terekkel kiegészített aszimmetrikus mágneses rétegződés egyensúlyi állapota. A középső réteget ($|x| \leq x_0$) két félvégtelen mágneses plazmakörnyezet veszi körbe ($x < -x_0$ és $x > x_0$). A nyilak szemléltetik a rétegenként homogén mágneses tereket ($B_0\hat{z}$, $B_1\hat{z}$, és $B_2\hat{z}$), a szaggatott vonalak pedig a réteghatárokat jelölik ki (forrás: [13]).

És ahol

$$\begin{aligned}
 m_i^2 &= \frac{\Omega_i (k^2 c_i^2 - \omega^2)}{(v_{Ai}^2 + c_i^2)(k^2 c_{Ti}^2 - \omega^2)}, \\
 v_{Ai}^2 &= \frac{B_i^2}{\rho_i \mu}, \\
 c_i^2 &= \frac{\gamma p_i}{\rho_i}, \\
 c_{Ti}^2 &= \frac{v_{Ai}^2 c_i^2}{v_{Ai}^2 + c_i^2}
 \end{aligned}
 \quad (2)$$

rendre az i -edik réteg ($i = 0, 1, 2$) hullámszámjellegű együtthatója, Alfvén-sebessége, hangsebessége és csősebessége; μ a vákuum mágneses permeabilitása, γ az adiabatikus index, p_i , ρ_i és B_i pedig az i -edik réteg nyomását, sűrűségét és mágneses indukcióvektora nagyságát jelölik, $\tau_0 = \tanh(m_0 x_0)$ [13].

Egy szimmetrikus mágneses rétegződés sajátmódusai is szimmetrikusak lennének, az itt bemutatott rendszer viszont, az aszimmetria jelenléte miatt kevert tulajdonságú, úgynevezett kvázi-hurka (*quasi-sausage*) és kvázi-kihajlási (*quasi-kink*) sajátmódusokkal jellemezhető. A kvázi-hurka módusok jellemzője, hogy a két réteghatár ellentétes fázisban oszcillál, a réteg belsejében pedig egy perturbálatlan felület (szimmetrikus konfigurációban ez a réteg közepén helyezkedik el, aszimmetrikus rendszerben pedig a kisebb

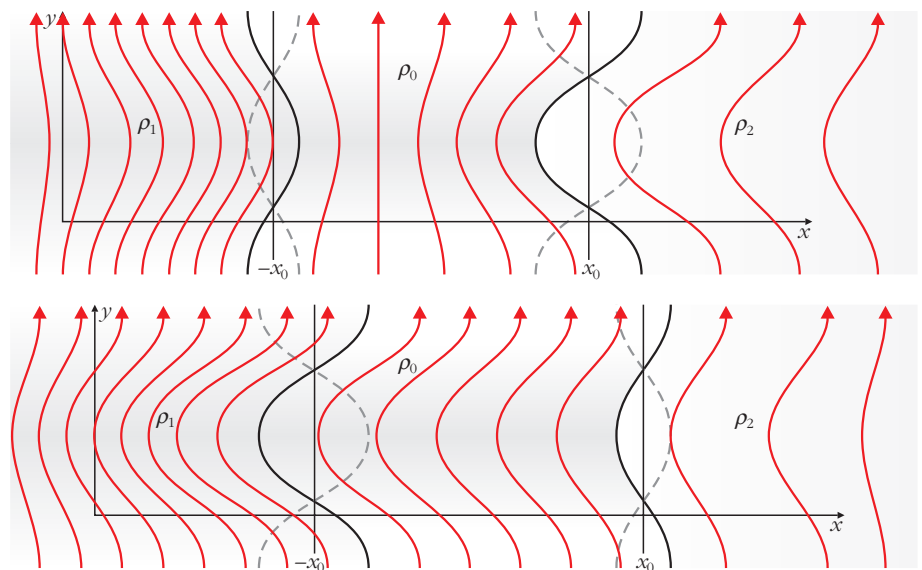
sűrűségű tartományhoz toódik közelebb) található. A kvázi-kihajlási módusokban a két réteghatár azonos fázisban rezeg, a réteg keresztmetszete viszont (ellentétben szimmetrikus megfelelőjükkel) nem marad változatlan. E sajátmódusok megjelenését, valamint az x irányú sebességperturbáció térbeli eloszlását szemlélteti a 7. ábra.

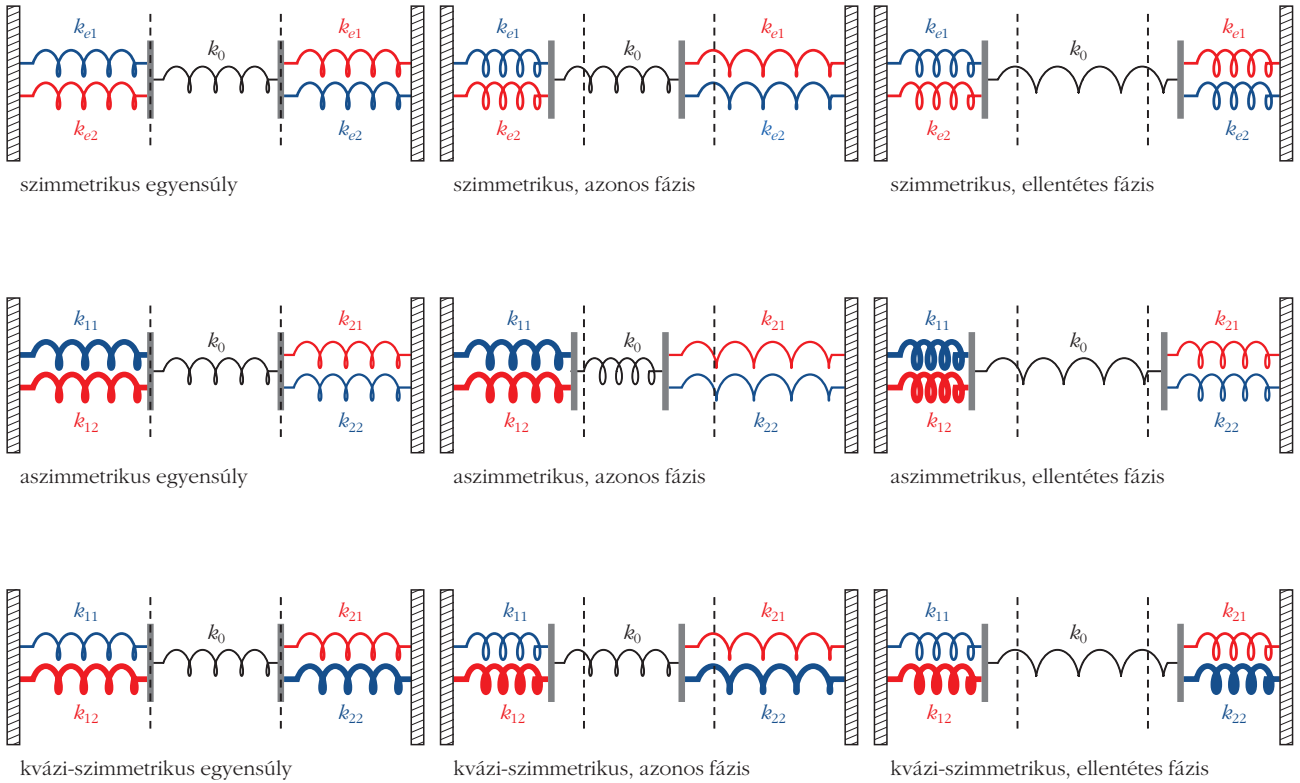
A kvázi-hurka és kvázi-kihajlási módusok közös tulajdonsága, hogy amplitúdójuk az aszimmetria mértékétől függően a két határfelületen eltérő. Viselkedésük könnyebben megérthető egy mechanikai analógia segítségével: a mágneses rétegződéses rendszerek párhuzamosan csatolt rugók által rezgetett vékony lemezeként is elképzelhetők. Szimmetrikus rendszer esetén a 8. ábrán kékkkel jelölt, a mágneses erőket illusztráló, valamint a nyomásgradiensből fakadó erőt megjelenítő piros rugók rugóállandója egyenlő a középső tartományt határoló lemezek két oldalán. Aszimmetrikus rendszerben a két oldal rugóállandói eltérőek. Különleges speciális esetet képvisel a kvázi-szimmetrikus rendszer, amelyben a bal és a jobb oldali rugók különböző erősségűek, viszont éppen kompenzálják egymást, így az eredő rugóállandó egyenlő lesz a két oldalon, és a rezgések szimmetrikusnak tűnnek még az alapvetően aszimmetrikus rendszerben is.

A diszperziós reláció segítségével, a sűrűségek, Alfvén-sebességek, hullámszámok és frekvenciák mérésével, illetve ismeretével például a központi réteget átjáró mágneses tér erőssége becsülhető. Kihasz-

teljesen megérthető egy mechanikai analógia segítségével: a mágneses rétegződéses rendszerek párhuzamosan csatolt rugók által rezgetett vékony lemezeként is elképzelhetők. Szimmetrikus rendszer esetén a 8. ábrán kékkkel jelölt, a mágneses erőket illusztráló, valamint a nyomásgradiensből fakadó erőt megjelenítő piros rugók rugóállandója egyenlő a középső tartományt határoló lemezek két oldalán. Aszimmetrikus rendszerben a két oldal rugóállandói eltérőek. Különleges speciális esetet képvisel a kvázi-szimmetrikus rendszer, amelyben a bal és a jobb oldali rugók különböző erősségűek, viszont éppen kompenzálják egymást, így az eredő rugóállandó egyenlő lesz a két oldalon, és a rezgések szimmetrikusnak tűnnek még az alapvetően aszimmetrikus rendszerben is.

7. ábra. Kvázi-hurka (föül) és kvázi-kihajlási módus (alul) illusztrációja aszimmetrikus rétegződésben, ahol $\rho_1 > \rho_2$ és $B_1 > B_2$. A nyilak szemléltetik a mágneses erővonalakat, a fekete görbék rajzolják ki a perturbált réteghatárokat, a szaggatott görbe pedig a félperiódussal későbbi állapotban mutatja a réteghatárok alakját.

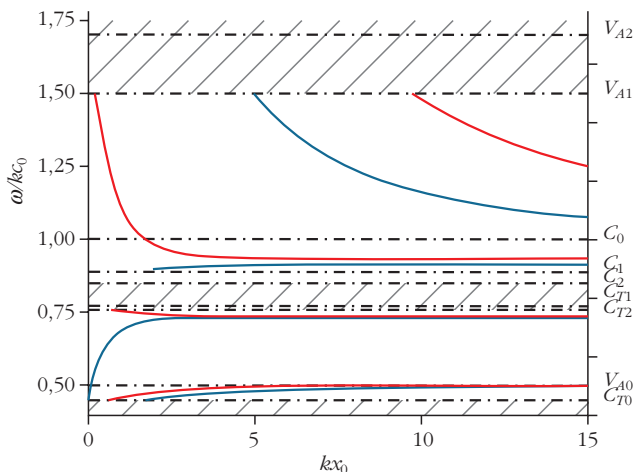




8. ábra. A mágneses rétegződéses rendszerek mechanikai analógiája: párhuzamosan csatolt rugókra fűzött lemezek. Az ábrán a megvastagított rugók nagyobb rugóállandóval jellemezhetők. Az első oszlop az egyensúlyi állapotokat jeleníti meg, a második az azonos fázisú („kvázi-kihajlási”) rezgéseket, az utolsó pedig az ellentétes fázisú („kvázi-hurka”) rezgéseket (forrás: [13]).

nálva a rezgések két réteghatár környezetében eltérő amplitúdóját, numerikus megoldások (9. ábra) keresésével, illetve a hullámok tér- és időbeli tulajdonságainak megfigyelésével a gyakorlatban kevesebb mérés is elegendő annak megállapításához, hogy a rétegződés milyen sajátmódusát észleltük, és a rendszer többi, ismert paraméterének függvényében például a külső és belső sűrűségek aránya, vagy a belső Alfven-sebesség meghatározható [10, 14].

9. ábra. Az (1) egyenlet numerikus megoldásainak $v_{pb} = \omega/k$ fázissebessége a kx_0 dimenziótlanított rétegszélesség függvényében. Piros szín jeleníti meg a kvázi-hurka, kék pedig a kvázi-kihajlási módusokat. A karakterisztikus sebességek itt példaként bemutatott megfelelő nagyságrendje esetén jelen lehetnek lassú térfogati ($c_{70} < v_{pb} < v_{A0}$) és felületi hullámok ($v_{A0} < v_{pb} < c_{72}$), valamint gyors felületi ($c_1 < v_{pb} < c_0$) és térfogati ($c_0 < v_{pb} < v_{A1}$) hullámok egyaránt (forrás: [13]).



A külső és belső paraméterek, mágneses télerősségek és áramlások megfelelő megválasztása mellett az aszimmetrikus rétegződéses modellek a naplégkör számos, különböző méretskálájú elemét képesek első közelítésben leírni, a terjedelmes protuberanciáktól kezdve az apró, elnyúlt alakú fényes mágneses pontokig, éppen ezért a csőmodelleket kiegészítve az SZMSZ fontos, széleskörűen alkalmazható módszerének alapjául képesek szolgálni [10].

Kitekintés: csillaglégkörök

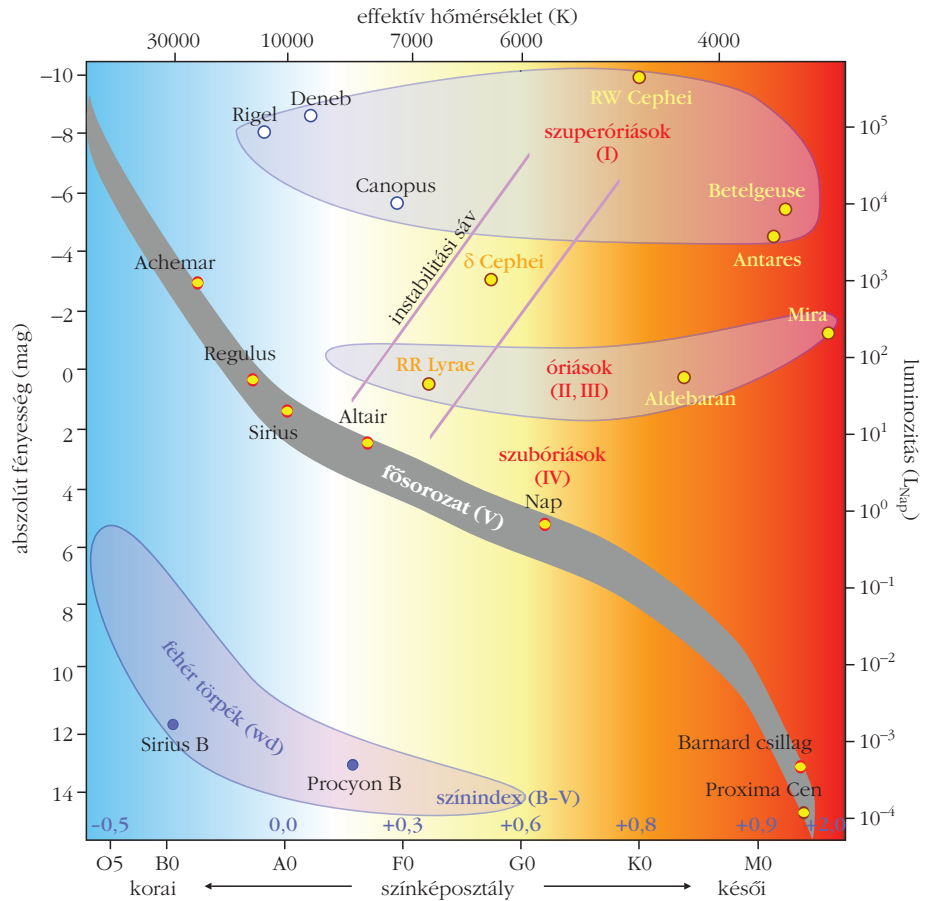
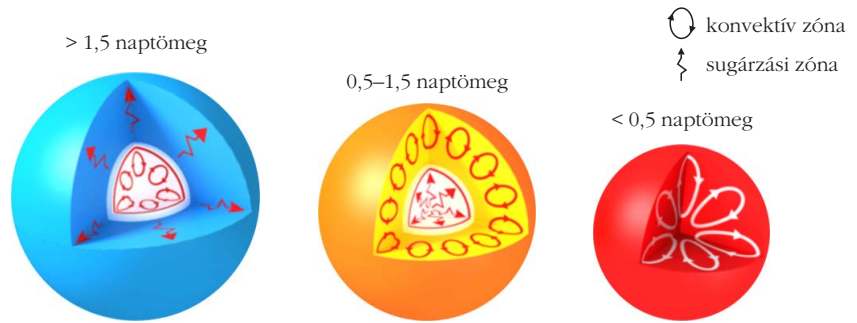
Központi csillagunk meglehetősen átlagosnak számít az Univerzumban. A csillagokat, a Napot is beleértve, fényességük, valamint hőmérsékletük által kialakított színképük alapján osztályozhatjuk, és elhelyezhetjük a 10. ábrán látható Hertzsprung–Russell-diagramon (HRD). A diagram függőleges tengelye a csillagok abszolút fényességét jeleníti meg, míg a vízszintes tengelyen a Harvard-féle színképosztály (vagy hőmérséklet, vagy színindex) szerepel. Napunk egy közepes korú, kis tömegű, G2V színképosztályú csillag. A csillagok mintegy 90%-ával egyetemben a fősorozaton helyezkedik el, amely a HRD-n a nagy tömegű, forró csillagoktól (bal felső sarok) a kis tömegű, alacsony felszíni hőmérsékletű csillagokig (jobb alsó sarok) fut végig.

Szintén a Nap átlagos mivoltát támasztja alá, hogy hozzá hasonlóan, jóformán bármelyik színképosztályba tartoznak is, a nem elfajult csillagok ultraibolya és röntgensugárzást bocsátanak ki, és kromoszférikus,

valamint koronabeli aktivitás jeleit mutatják. Az F-, G-, K- és M-típusú csillagokat a Nap-hoz hasonló kromoszféra és gyakran korona veszi körül, ahol a sugárzás általában a felszíni konvekciónak tudható be. Az alacsony felszíni hőmérsékletű óriás és szuperóriás csillagoknak általában nincs koronájuk, az A-típusú csillagoknak pedig – úgy tűnik – sem koronájuk, sem kromoszférájuk nincs.

Az átlagos csillagok kromoszférai, illetve koronái nem kapnak energiát a csillaglégkörön kívülről. Ez alól kivételt képeznek a legfiatalabb, F–M osztályba tartozó, T Tauri típusú csillagok, amelyek még mindig akkréciós korong övez. E csillagok légkörében további energiaforrást jelent a korongból történő tömegbefogás, és ez okozza erős kromoszférikus sugárzásukat is.

A T Tauri csillagokkal ellentétben, külső energiaforrás hiányában, az átlagos csillagok légkörének kisugárzása kizárólag a csillag belső szerkezetétől függhet. E szerkezet pedig a csillagok korától és tömegétől függ. A legkisebb tömegű fősorozati csillagoknak nincs sugárzási zónájuk, itt a teljes csillagbelső konvektív. A valamivel nagyobb, de még mindig kis tömegű (0,5–1,5 M_{\odot}) csillagokban, a Nap-hoz hasonlóan, a csillag különböző mélységű rétegeiben más és más energiaszállítási mód játszik döntő szerepet: a konvektív zóna egy belső sugárzási zónát övez. Ezen F–M spektráltípusú csillagok esetében a légkörűtés a konvekciós zóna felső határa közelében található turbulens sebességfluktuációk keltette akusztikus hullámokhoz köthető, amelyek amplitúdója a csillaglégkör külső rétegei felé haladva jelentősen nő, és a hullámok lökeshullámokká válnak. A külső konvektív zóna léte ugyanakkor az MHD fűtési mechanizmusok szempontjából is meghatározó, a csillagok mágneses terét keltő és fenntartó dinamómechanizmusban fontos szerepet játszhat a konvektív és sugárzási zónák határfelülete. Így a teljesen konvektív csillagokban ez a határfelület nem, csupán a csillag forgásával összefüggésben lévő valamilyen dinamómechanizmus szolgáltathatja az MHD fűtéshez szükséges mágneses teret.



10. ábra. Felül domináns hőtranszportfolyamatok különböző csillagokban. Alatta csillagok hőmérséklet és fényesség szerinti csoportosítása a Hertzsprung–Russell-diagramon (források: <http://www.sun.org/encyclopedia/stars> és https://www.atnf.csiro.au/outreach/education/senior/cosmicengine/stars_hrtdiagram.html).

A nagyobb tömegű (>1,5 M_{\odot}) csillagokban a magfűzés más folyamatai dominálnak (CNO-ciklus), amelyek elegendően nagy hőmérsékleti gradienst alakítanak ki, hogy a csillag belseje konvektív válnjon. E csillagok forró külső burka ugyanakkor sugárzási zónát alkot. Így a forró (O–A típusú), külső konvektív zóna nélküli csillagok esetében az erős sugárzás biztosítja a lökeshullámokká alakuló akusztikus hullámok keltését.

A pulzációs hullámok is – elsősorban a pulzáló mirák és más vörös óriáscsillagok esetében – fontos szerepet játszhatnak a légkörűtésben. E csillagokban a hullámokat a pulzációt hajtó κ -folyamat kelti, amely a csillagburok opacitásának ciklikus változásával áll kapcsolatban [16].

A légkörűtés kutatásának közeljövője

A fentiekben röviden összefoglaltunk néhány népszerű magyarázatot a naplégkörűtésére. A naplégkörben, illetve a csillaglégkörökben valószínűleg különféleűtésési folyamatok működnek. Ezen folyamatok vélhetően egyidejűleg zajlanak, és egyidejűleg hagy-
nak nyomot a nagy felbontású spektroszkópiái és képalkotási adatokban. A nap- és csillaglégkörökűtésének, valamint a Nap-Föld rendszer kölcsönhatásainak alapvető asztrofizikai kérdéseit remélhetőleg hamarosan sikerül megválaszolni a következő generációs űreszközök, köztük a nemrégiben felbocsátott *Parker Solar Probe* vagy a 2020 februárjában indított *Solar Orbiter*, valamint új, illetve hamarosan elkészülő földi távcsövek, például a Magyar Napfizikai Alapítvány által gondozott GYSAMM (*Gyula Solar Magnetic Activity Monitor Solar Telescope*) [17] és óriástávcsövek, így a DKIST (*Daniel K. Inouye Solar Telescope*) és az EST (Európai Naptávcső, *European Solar Telescope*) segítségével. A mágneses tér megfigyelése a légkörűtés megértésén kívül az űridőjárás előrejelzésében is kiemelkedő fontosságú – ez utóbbi területen hazánkban fontos szerepet játszik a Magyar Napfizikai Alapítvány [17, 18].

Irodalom

1. R. Erdélyi, C. J. Nelson: On The Role of MHD Waves in Heating Localised Magnetic Structures. Coimbra Solar Physics Meeting: Ground-based Solar Observations in the Space Instrumentation Era. *ASP Conference Series 504* (2016) 153–178.
2. R. Erdélyi: Magnetic Seismology of the Lower Solar Atmosphere. *Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the Spherical Sun (ESA SP-624), 7–11 August 2006, Sheffield, UK.* Editor: Karen Fletcher. Scientific Editor: Michael Thompson (2006) 15.

3. S. Wedemeyer-Böhm, E. Scullion, O. Steiner, L. Rouppe van der Voort, J. de La Cruz Rodriguez, V. Fedun, R. Erdélyi: Magnetic tornadoes as energy channels into the solar corona. *Nature 486* (2012) 505–508.
4. P. Ulmschneider: Heating of Chromospheres and Coronae. *Highlights of Astronomy 11A* (1998) 831.
5. R. Erdélyi: Coronal heating: Heating in the solar atmosphere. *Astronomy and Geophysics 45/4* (2004) 4.34–4.37.
6. R. Erdélyi, V. Fedun: Are There Alfvén Waves in the Solar Atmosphere? *Science 318* (2007) 1572.
7. M. Mathioudakis, D. B. Jess, R. Erdélyi: Alfvén Waves in the Solar Atmosphere. From Theory to Observations. *Space Science Reviews 175* (2007) 1–27.
8. M. Goossens, R. Erdélyi, M. Ruderman: Resonant MHD Waves in the Solar Atmosphere. *Space Science Reviews 158* (2011) 289–338.
9. J. A. Ionson: Resonant absorption of Alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops. *The Astrophysical Journal 226* (1978) 650–673.
10. M. Allcock, D. Shukhobodskaia, N. K. Zsámberger, R. Erdélyi: Magneto-hydrodynamic waves in multi-layered asymmetric waveguides: solar magneto-seismology theory and application. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences 48* (2019)
11. T. V. Zaqarashvili, R. Erdélyi: Oscillations and Waves in Solar Spicules. *Space Science Reviews 149* (2009) 355–388.
12. M. S. Ruderman, R. Erdélyi: Transverse Oscillations of Coronal Loops. *Space Science Reviews 149* (2009) 199–228.
13. N. K. Zsámberger, M. Allcock, R. Erdélyi: Magneto-acoustic Waves in a Magnetic Slab Embedded in an Asymmetric Magnetic Environment: The Effects of Asymmetry. *The Astrophysical Journal 853* (2018) 136.
14. A Sheffieldi Egyetem Solar Wave Theory Group MHD hullám animációi: http://swat.group.shef.ac.uk/mhd_waveguides.html
15. N. K. Zsámberger, R. Erdélyi: Magneto-acoustic waves in a magnetic slab embedded in an asymmetric magnetic environment: Thin and wide slabs, hot and cold plasmas. *The Astrophysical Journal* (2019) [béküldve].
16. L. Golub, J. Pasachoff: *The Solar Corona*. 2. kiadás. Cambridge University Press, 2010.
17. A Magyar Napfizikai Alapítvány leírása a SAMNET hálózatról és a gyulai állomásról: <http://hspf.eu/szuok.html>
18. M. B. Korsós, S. Yang, R. Erdélyi: Investigation of pre-flare dynamics using the weighted horizontal magnetic gradient method: From small to major flare classes. *Journal of Space Weather and Space Climate 9* (2019) A6.

ŰRDOZIMETRIA A PILLE ŰRÁLLOMÁS-FEDÉLZETI TERMOLUMINESZCENS RENDSZERREL

Hirn Attila,¹ Apáthy István,^{1,2} Deme Sándor,¹ Csöke Antal¹

¹Energiatudományi Kutatóközpont

²REMRED Kft.

A világűrben történő tartózkodás és munkavégzés – mind a mai napig – egyik legjelentősebb korlátja az űrhajósokat, űreszközöket ott folyamatosan érő, a földinél jelentősen összetettebb és legalább két nagyságrenddel nagyobb intenzitású ionizáló sugárzás. A naptevékenységtől, a közvetlen környezet (bolygófelszín, légkör, űreszköz fala, űrhajós teste) árnyékoló és konverziós hatásától függően a kialakult sugárzási tér emellett időben és helyről helyre is jelentős mértékben változik. A Föld körüli térségben kialakuló sugárzási tér jellemzőiről, a világűrben alkalmazott sugárvédelmi gyakorlatról a *Fizikai Szemle* egy korábbi számában részletesebben írtunk [1]. A sugárzási tér

összetettsége miatt nem létezik olyan dózismérő eszköz, amely a sugárzási tér valamennyi komponensére és annak teljes energiatartományában érzékeny lenne, ezért a sugárzás biológiai károsító hatását jellemző dózis becsléséhez különböző elven működő dózismérő rendszerek alkalmazására és modellszámításokra van szükség. A kis LET^1 értékű ($LET_{víz} < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) sugárzások dózisének mérésére – mind a földi gyakorlatban, mind pedig a világűrben – széles körben

¹Lineáris energiaátadási tényező ($LET = dE/dl$): a töltött részecskékre jellemző mennyiség; a dl úton lokálisan az adott közegnek átadott dE energia és a dl hányadosa.



1. ábra. Sally Ride amerikai űrhajós 1984 októberében a Challenger űrsikló fedélzetén végez méréseket a Pille dózismérő rendszerrel.

alkalmaznak termolumineszcens dózismérőket (TLD). A TLD-k olyan, jellemzően kristályos anyagok, amelyben az ionizáló sugárzás hatására a kristály egyes elektronjai gerjesztett állapotba kerülnek, majd a kristály szennyező atomjainak helyén, a csapdában befogódnak. Az így eltárolt energia a fizikai dózissal arányos. A csapdákból az elektronok felmelegítés hatására kilépnek, és látható, vagy ahhoz közeli hullámhosszú fény kibocsátása mellett visszatérnek az alapállapotba. Az emittált fotonok száma arányos a TLD-kristályban eredetileg elnyelt sugárdózissal.

A Pille rendszer a Nemzetközi Űrállomáson

40 évvel ezelőtt, 1979-ben készült el a termolumineszcens dózismérők űrhajók fedélzetén való kiolvasására alkalmas Pille dózismérő rendszer első változata, amellyel először 1980-ban *Farkas Bertalan*, az első

Készült a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás alapján.



Hirn Attila mérnök-fizikus, űrkutató, az Energiatudományi Kutatóközpont Űrkutatási Laboratóriumának vezetője. 2004 óta foglalkozik űrdozimetriai rendszerek fejlesztésével, űrállomás-fedélzeti mérések kiértékelésével.



Apáthy István villamosmérnök, űrkutató mérnök, a KFKI 1970-ben létrehozott Űrelektronikai (később Űrdozimetriai) Kutatócsoportjának alapító tagja. Számos – műholdon, űrszondán, űrállomáson repülő – mérőműszer, így az új generációs Pille főkonstruktor.

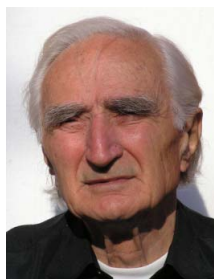


2. ábra. A kép tetején balra a régebbi, 2003-as és jobbra a 2018 júniusában felvitt új kiolvasó az Nemzetközi Űrállomáson.

magyar űrhajós végzett méréseket a Szaljut-6 űrállomás fedélzetén (lásd a címképet). A KFKI Atomenergia Kutatóintézetben kidolgozott műszert azóta többször is továbbfejlesztettük, legújabb változata jelenleg – a jogutód Energiatudományi Kutatóközpont Űrkutatási Laboratóriumának gondozásában – a Nemzetközi Űrállomás (International Space Station, ISS) orosz szegmense szolgálati dózismérő rendszerének része. Az elmúlt negyven év küldetéseit az *Űrtan Évkönyv 2018* című kötetben foglaltuk össze (1. ábra) [2], a műszaki fejlesztésről a *Sugárvédelem* folyóiratban, valamint a *Fizikai Szemle* korábbi évfolyamainak hasábjain olvashatnak [3–5].

A Pille rendszer felépítése és jellemzői

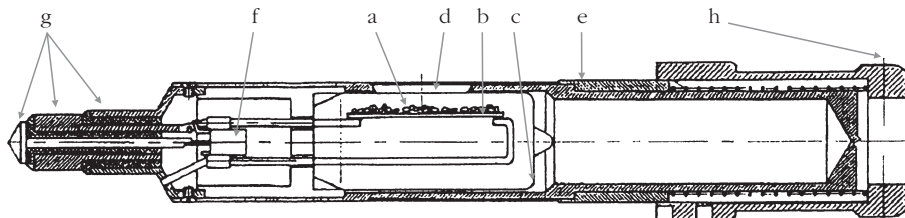
Az ISS-en jelenleg szolgálatot teljesítő Pille rendszer egy könnyű, kompakt, hordozható TLD kiolvasóból és 17 termolumineszcens dózismérőből áll. A 2003-ban rendszerbe állított Pille kiolvasó egységét 15 év szolgálati idő után, 2018-ban, a szavatossági idő lejártá miatt új kiolvasó egységre cserélték (2. ábra). Az



Csőke Antal tervező mérnök. 1958 óta fejleszt radioaktivitással, ionizáló sugárzásokkal kapcsolatos műszereket, eszközöket, berendezéseket. A Pille mechanikai tervezője.



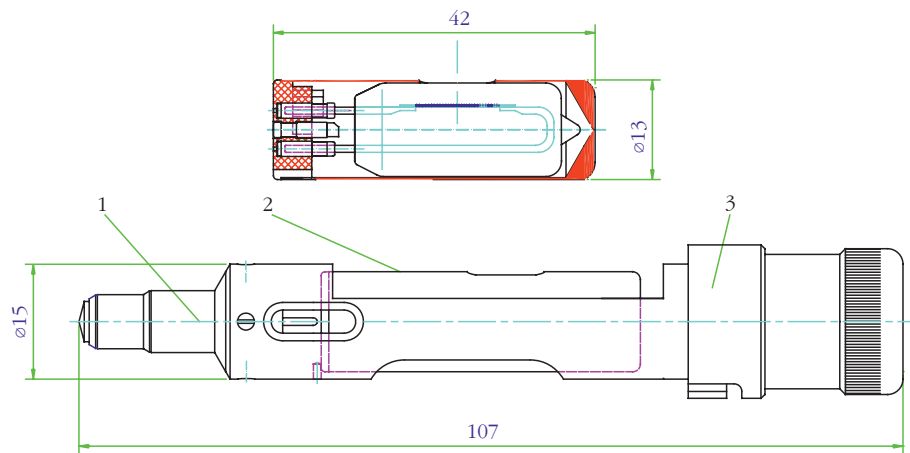
Deme Sándor, a fizikai tudományok kandidátusa, a KFKI Atomenergia Kutatóintézet nyugalmazott tudományos főmunkatársa a Moszkvai Energetikai Intézetben szerzett villamosmérnöki diplomát. Főbb kutatási területe az űrsugárzás dozimetriája és az atomerőművek környezetellenőrzése. Kezdetől fogva részt vett a Pille dózismérő fejlesztésében, majd továbbfejlesztésében, annak földi alkalmazásában.



3. ábra. A Pille dózismérő kulcs keresztmetszete.

vel biztosítható, hogy a kiolvasó – a búra egyedi érzékenységet is figyelembe véve – mindig a megfelelő kifizetési és kiértékelési programot használja, illetve a tárolt adatok utólag egyértelműen azonosíthatók legyenek. A fűtőáram bevezetése és a programozható memóriacsip elérése a dózismérő kulcs végén található három aranyozott kontaktuson (g) keresztül történik. A dózismérő kulcs másik végén recézett fogantyú (h) segíti a könnyű kezelhetőséget.

Minden egyes dózismérő kulcsot a mérési (expozíciós) időszakban egy-egy alumíniumból készült, henger alakú, zárt védőtokban tartanak, úrsétára is abban viszik ki azokat. A dózismérőket az űrállomás kijelölt mérőhelyein a szokásos módszerrel, a tokjukon lévő tépőzárhoroggal



4. ábra. Az új típusú Pille dózismérő és univerzális kiolvasó kulcs keresztmetszete.

eredetileg felbocsátott 10 dózismérőből (A0301–A0310) nyolcat jelenleg is használnak. 2009-ben a magyar származású Charles Simonyi második űrrepülése alkalmával további négy dózismérőt vitt az űrállomásra (A0311–A0314); az A0303 és A0308 azonosító számú dózismérőket, azok lecsökkent érzékenysége miatt pedig további vizsgálatok céljából visszahozták a Földre. 2018-ban az új kiolvasó egységgel együtt további 5 dózismérővel (A0151–A0155) bővült a rendszer.

A dózismérőkben (3. ábra) a termolumineszcens kristályszemcsék (a) egy elektromosan fűthető kántál fémlapkára (b) felragasztva egy kicsiny, zárt, vákuumozott üvegbúrában (c) helyezkednek el. A TL anyag diszpróziummal adalékolt kalcium-szulfát egykristály (CaSO₄:Dy). Ugyan korábban készültek közel testszövet-ekvivalens LiF(Mg, Ti)-ot tartalmazó Pille dózismérők is, végül – nagyobb érzékenysége miatt – a CaSO₄:Dy-ot tartalmazó változat van az ISS-en. Ez utóbbi széles dózistartományban – 3 μGy-tól 10 Gy-ig – alkalmas az ionizáló sugárzás mérésére. A dózismérő búra egy hengeres, kulcsszerű, alumíniumból készült tartóban foglal helyet. A dózismérő kulcs ablakát (d) alapállapotban egy rozsdamentes acélból készült cső (e) védi a mechanikai és fényhatásoktól, amely csak a kiolvasóba helyezve, a mérőpozícióban, azaz a TLD kiolvasásakor húzódik hátra. A dózismérő házában elhelyezkedő elektronikusan programozható memóriacsip (f) tartalmazza a dózismérő azonosító kódját (A0xxx) és az egyedi kalibrációs jellemzőket, amelynek segítségével

erősítik az űrállomás falához. A Pille dózismérő befoglaló méretei tokkal együtt 60 mm × Ø 20 mm.

Az elmúlt években elkészült a Pille dózismérő legújabb, kisebb méretű és egyúttal kisebb önárnyékolású változata, amely – a jelentős átalakítás ellenére a hozzá tartozó univerzális kiolvasó kulcs segítségével – kiolvasható a jelenleg is az ISS fedélzetén használt Pille kiolvasó berendezéssel (4. és 5. ábra). A dózismérő búra és az egyedi kalibrációs adatokat tároló csip egy 42 mm hosszú és 13 mm átmérőjű, vékony falú, hengeres patronba került; az univerzális kulcs csupán csatlakozóként szolgál a kiolvasások során. A dózismérők kisebb önárnyékolásának elsősorban úrséták során – amikor az űrhajósok szemét és végtagjait csak kismértékben védi az űruha a kozmikus sugárzástól – van szerepe. Az expozíció során a fény-

5. ábra. Az új típusú Pille dózismérő és univerzális kiolvasó kulcs.





6. ábra. Az új típusú Pille dózismérő (lent) és a fényzárást és védelmet biztosító Nomex tároló tasak.

zárást és mechanikai védelmet fémtok helyett egy tűz- és hőálló anyagból (Nomex) készült, tépőzárral ellátott tároló tasak biztosítja (6. ábra).

A Pille TLD kiolvasója egy 1,4 kg tömegű és 70 mm × 190 mm × 120 mm méretű, kis fogyasztású (kiolvasás alatt a maximális fogyasztás 7 W) mikroprocesszoros vezérlésű egység (7. ábra). Kiolvasáshoz a Pille dózismérőt a kiolvasó előoldali lapján található foglalatba kell helyezni, majd elforgatás után a kiolvasó a megfelelő fűtőárammal, szabályozható teljesítményen üzemelve melegíti a dózismérő kantál fűtőlapját és így közvetve a TL anyagot. A dózismérő búra által kibocsátott fényt egy fotoelektron-sokszorozó méri, amelynek a fény mennyiségével arányos áramát egy három fokozatban váltható érzékenyséű konverter feszültséggé alakítja, amelyet egy 12 bites felbontású A/D konverter digitalizál; a konverter különböző méréstartományai közötti váltást a mikroprocesszor vezérli. A Pille rendszer a fotoelektron-sokszorozó zaját minden kiolvasás kezdetén megméri, és a kiértékelésnél automatikusan figyelembe veszi. A fűtött TL anyag által kibocsátott fény mennyiségét mérve határozható meg az elnyelt dózis, amely a kiolvasást követően – a dózismérő azonosítójával együtt – megjelenik a kijelzőn, és egyidejűleg egy cserélhető flashmemória-kártyán is tárolásra kerül. Az információk és az üzenetek a Pille nyolc alfanumerikus LED-ből álló kijelzőjén jelennek meg; a kiolvasó menürendszerrel, nyomógombokkal vezérelhető. A memóriakártyán egy-egy mérési blokk a dózismérő azonosító kódján, a mérés időpontján, a mért dózison és számos egyéb mérési paraméteren kívül minden egyes mérés kifutási görbéjét is tartalmazza. Egy-egy expedíciós ciklus végén a memóriakártyát a mérések kiértékelésére visszahozzák a Földre, helyére új kártya kerül. A Pille automatikus üzemmódban is használható: a kiolvasóban tartott dózismérő programozható időközönként automatikusan kiolvasásra kerül.

A Pillével végzett mérések pontossága 10 μGy dózis fölött $< 5\%$. 10 keV/ μm alatt a $\text{CaSO}_4\cdot\text{Dy}$ TLD hatásfoka $1(\pm 10\%)$, nagyobb $LET_{\text{víz}}$ értékek esetén jelentősen

csökken, az irodalmi adatok szerint 100 keV/ μm fölött kevesebb mint 50%. A Pille dózismérők kalibrálása ^{137}Cs gamma-sugárforrással történik. A 10 keV/ μm fölötti tartományra való korrekció nagy LET értékű sugárzásra érzékeny detektorokkal (például félvezető detektorokkal, nyomdetektorokkal) történő mérések révén valósítható meg.

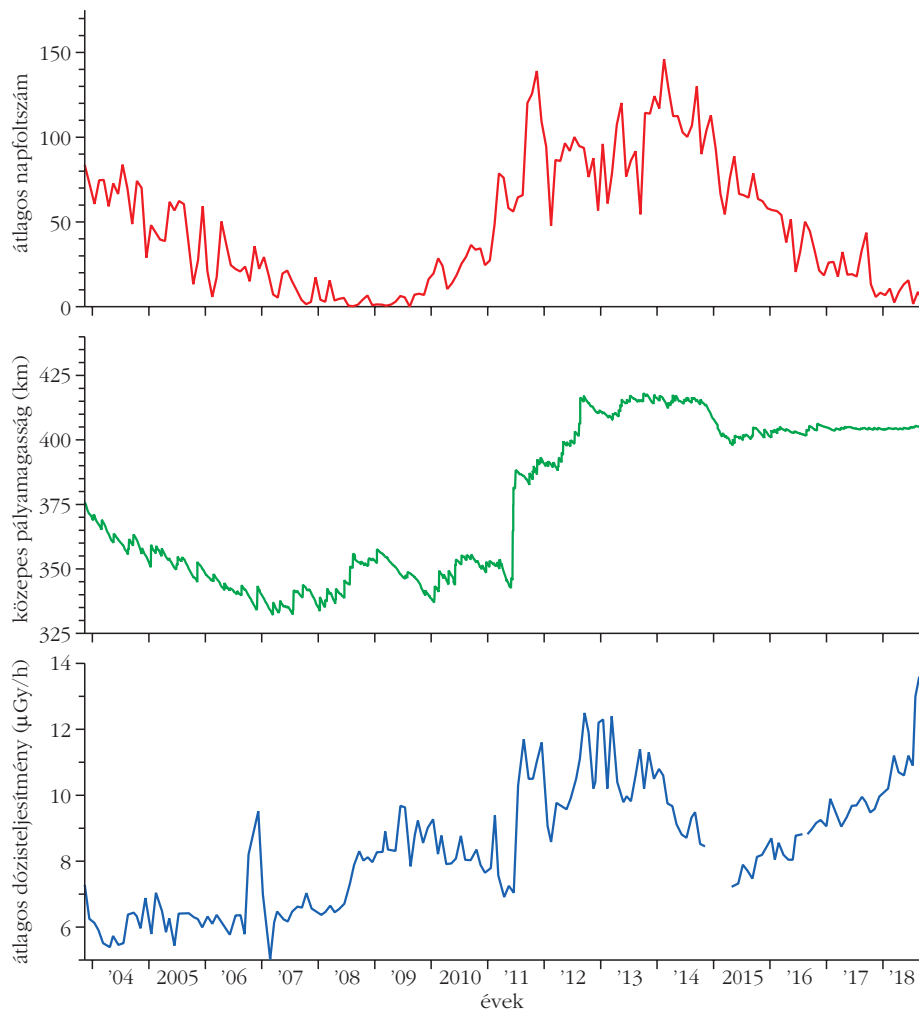
Dózistérképezés Pille dózismérőkkel az ISS-en

A Pille dózismérők legfőbb alkalmazási területe a Nemzetközi Űrállomás orosz szegmensének dózistérképezése. Az űrhajósok a Pille dózismérőket az űrállomás különböző árnyékolású pontjaiban, elsősorban a Zvezda, a Pirsz, a Poisk, a Rasvet és a Harmony moduljaiban helyezik el, és egy hónapos expozíciót követően egymás után kiolvasják őket. Sajnos a mérési pontokat időről-időre megváltoztatják, így egy adott pontban a hosszú távú változások sok esetben nem követhetők nyomon. Kivételként az A0305 dózismérővel az ISS Zvezda moduljának nagytérű „szalonjában” a 327-es panelen 15 éven át mért, havi kiolvasásokból számított átlagos napi dózist mutatja a 8. ábra az idő függvényében.

A Nap mágneses pólusváltásainak megfelelően a naptevékenység egy átlagosan 11 éves periódusú változást mutat. A napszél a galaktikus eredetű kozmikus sugárzással kölcsönhatásba lép, amelynek eredményeképpen gátolja a galaktikus komponens bejutását a Naprendszerbe. A részecskék energiát veszítenek, a kisenergiás részecskék pedig el sem jutnak a Földre. Ez a hatás a naptevékenység maximuma idején a legerősebb. A naptevékenység maximuma idején a naprészecske-események (koronaki-dobódások) gyakorisága is megnő, ez a kisenergiás szoláris eredetű részecskék fluxusának növekedését, ezt követően pedig a galaktikus kozmikus sugárzás fluxusának hirtelen csökkenését eredményezi (For-

7. ábra. A Pille TLD kiolvasója, tetején dózismérő kulcsok tokban.





8. ábra. Az A0305 dózismérővel az ISS Zvezda moduljának nagytérű „szalonjában” a 327-es panelen 15 éven át mért havi kiolvasásokból számított átlagos dózisteljesítmény időfüggése. Az ábra felső két grafikonja a havi átlagos napfoltszámot és az ISS átlagos pályamagasságát mutatja.

bush-csökkenés). A galaktikus kozmikus sugárzásra gyakorolt közvetlen hatás mellett a szoláris moduláció a befogott részecskék intenzitására is hatással van. A naptevékenység maximuma idején a légkör kitágul, így

a pályamagasság növelésénél. 2013 után a pályamagasságot csak kismértékben csökkentették. Ebben az időszakban a mért dózisteljesítmény növekedése jelentős részben ismét a csökkenő naptevékenységnek

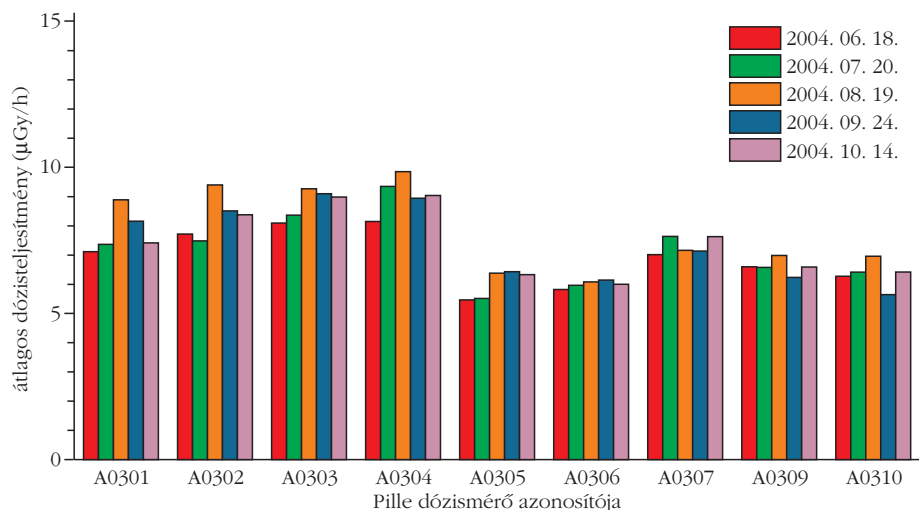
több proton nyelődik el a belső sugárzási övből. Emellett a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitásának csökkenése miatt a légkörben kevesebb albedó neutron keletkezik; az albedó neutronok bomlásából származó protonok a belső sugárzás öv 20 MeV-nél nagyobb energiájú protonjainak egyik fő forrása.

A dózisteljesítmény kismértékű növekedése 2009-ig főként a naptevékenység csökkenésével magyarázható. A naptevékenység, egyben a napfoltszámok minimumában a napszél galaktikus kozmikus sugárzással szembeni árnyékoló hatása a leggyengébb. Az ISS pályamagasságának, illetve ennek következtében a befogott részecskéktől származó dóziszárulék csökkenése ezt a hatást nem múlta felül. 2011-ben az ISS pályamagasságát jelentős mértékben megemelték, ennek eredményeképpen a befogott részecskék járuléka jelentősen megnőtt; ez az A0305 dózismérő által mért dózisteljesítmény növekedését okozta. Ez idő alatt a napfoltszám, amely erős korrelációt mutat a naptevékenységgel, növekedett, de ennek hatása gyengébbnek bizonyult

volt az eredménye. Hasonló változásokat mértek ugyanabban az időszakban a DOSIS és DOSIS-3D kísérletekben az európai Columbus-modul fedélzetén [6].

A 2004 júniusa és októbere között végzett havi kiolvasások eredményeit a 9. ábra mutatja. Az egyes pozíciókban mért dózisek közötti különbség a pozíciók eltérő árnyékolásával magyarázható. Az A0301–A0304 dózismérőket közvetlenül egy-egy kitekintő ablak oldalán, viszonylag kevés árnyékolt helyeken, míg az A0305 és az A0306 dózismérőket a Zvezda modul zenit

9. ábra. A 2004 júniusa és októbere között végzett havi kiolvasások eredményei.



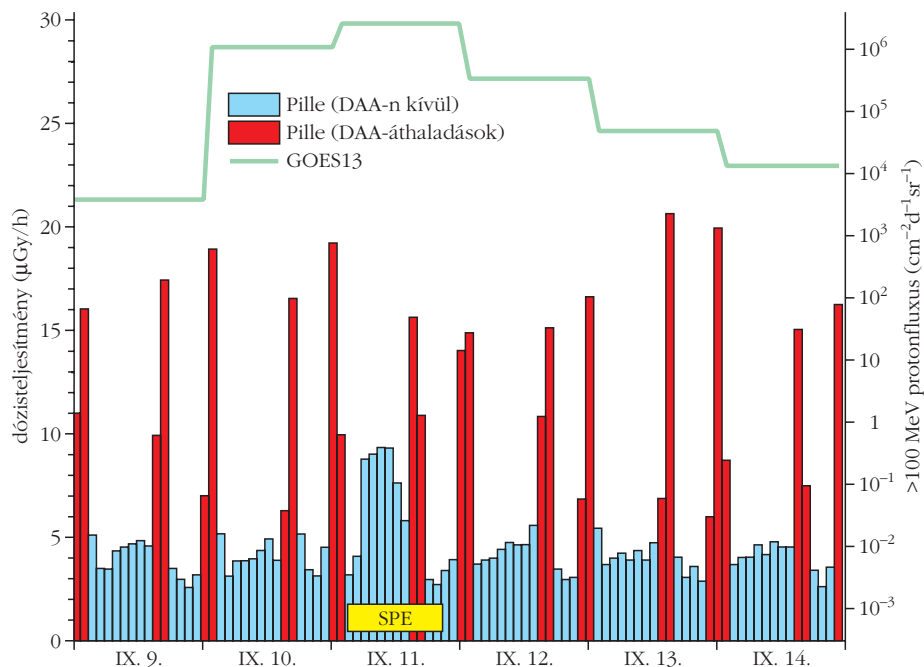
felé néző oldalán, az A0307 dózismérőt pedig a mosdó helyiség zenit felé néző oldalán helyezték el, e pontok viszonylag jól árnyékoltak. Az A0309 és az A0310, űrséta alatt használt dózismérőket a közbeeső időben a Pille kiolvasó egységének csomagolásában tárolták.

A dózismérők esetleges érzékenységsökkenésének kimutatására 2009 óta évente legalább egy alkalommal az űrhajósok keresztkalibrációt végeznek: a dózismérők többségét hosszabb ideig egymás mellett, az űrállomás egy adott pontján helyezik el. Ekkor – a szomszédos dózismérők okozta árnyékolástól eltekintve – a dózismérők lényegében ugyanazt a dózist mérik. Ha valamelyik dózismérő

szignifikánsan kisebb dózisértéket mutat, érzékenységsökkenése megbecsülhető, a további méréseknél figyelembe vehető. Érzékenységsökkenés eddig azoknál a dózismérőknél volt megfigyelhető, amelyek több ezer kiolvasáson estek már át (lásd automata mérések), így összességében több órányi (200-300 °C-os) kifűtésnek voltak kitéve. Ez összhangban van azon korábbi, földi mérések eredményeivel, amelyben 9-12 órányi 280 °C-on végzett kályházást követően a $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$ bura dózismérők érzékenysége közel 30%-kal csökkent.

2007-ben, első űrutazása alkalmával Charles Simonyi számos mérést végzett a Pille rendszerrel (Pille-Simonyi-1 űrkísérlet). Többek között folyamatosan mérte a dózist a hálólhelyén. Hasonló mérést csak egyszerűen – saját elhatározásból, programon kívül – *Ciblíjev* orosz űrhajós végzett (a Pillével) 1997-ben a Mir űrállomáson: az eredmények birtokában hálólhelyet is változtatott. A közvetlenül az űrhajó falánál kialakított hálólhelyen ugyanis jelentősen nagyobb volt a dózisteljesítmény, mint a műszerek által árnyékolta, védett munkahelyen. Charles Simonyi küldetésének első szakaszában az ISS hátsó végéhez csatlakoztatott Szojuz űrhajó lakóterében aludt, majd pár nappal később hálólhelyét átköltöztették a dokkoló egységbe. A következő legjobban exponált helynek a Földre néző ablak környéke adódott, ahol korábban még nem végeztek méréseket.

Az űrállomás kevésbé árnyékolta helyein indokolt lehet kiegészítő árnyékolások alkalmazása. Célszerű ehhez az űrállomáson már amúgy is rendelkezésre álló anyagokat, mint például – az űrhajósok tisztálkodására szolgáló – vízzel átitatott kendőket, törülközőket tartalmazó csomagokat felhasználni. A csomag magas hidrogéntartalmának köszönhetően ugyanis hatékonyan képes árnyékolni a kisebb energiájú protonokat. A vízfűgönykísérletben az orosz űrhajósok



10. ábra. A 2017. szeptemberi napkitörés (solar particle event, SPE) hatása a Pille automata mérési adatsorában.

az űrállomás egyik kevésbé árnyékolta falát, a Zvezda modul 442–444-es számú paneljeit ilyen csomagokkal (vízfűgönyvel) fedték be, és a vízfűgöny külső és belső oldalán is mérték a dózisokat. A Pille dózismérőkkel végzett mérések alapján a vízfűgönyön belül mért dózisok 24(±9)%-kal voltak alacsonyabbak, mint kívülről. Egyéb, nyomdetektoros mérésekkel és Monte-Carlo-számításokkal azt is igazolták, hogy a dózis csökkenése mellett a nagyobb *LET* értékű szekunder sugárzás fluxusa sem nőtt, így a biológiai hatást jellemző dózisegyenérték is csökkent.

Dózismonitorozás

Dózismonitorozás céljából az űrhajósok a havi kiolvasások között egy Pille dózismérőt folyamatosan a kiolvasóban hagynak, amelyet a kiolvasó készülék automatikusan, rendszeresen, alapértelmezetten 90 perces gyakorisággal kiolvas. Ez megközelítőleg a Nemzetközi űrállomás egy Föld körüli keringési idejének (92 perc) felel meg. Mivel az automata mérést végző kulcs állandóan benne van a kiolvasóban, ezek a mérések – a berendezés árnyékoló hatása miatt – körülbelül 10%-kal kisebb dózisteljesítményt mutatnak, mint a többi kulccsal végzett mérések. További fontos különbség a jelentős ofszethiba, amelyet az elektron termikus gerjesztése okoz a kristályban. Ennek nagysága a havi kiolvasásoknál elhanyagolható, az automata kiolvasások esetében viszont jelentős bizonytalanságot eredményez. Az űrállomáson a rendszer besugárzás nélküli háttérét közvetlenül nem lehet megmérni, ehelyett értéke a különböző hosszúságú expozíciók adatai alapján extrapolációval és – az időben változó sugárzási tér miatt – csak jelentős bizonytalansággal becsülhető.

Azon keringések – és az ennek megfelelően automata mérések – alkalmával, amikor a Nemzetközi Űrállomás áthalad a Dél-atlanti anomálián (DAA), a kapott dózisteljesítményben jelentős növekedés látható. A DAA a főként protonokat befogott belső sugárzási öv egy része, amely a dél-atlanti térségben 200 km-es tengerszint feletti magasságig is lenyúlik. Ez annak a következménye, hogy a Föld mágneses tengelye és forgástengelye nem esik egybe. Az űrhajósok a Nemzetközi Űrállomás fedélzetén az elnyelt dózis akár 50%-át az – amúgy legfeljebb naponta összesen fél óra időtartamú – DAA-n történő áthaladások során kapják.

A Dél-atlanti anomália kiterjedése miatt az űrállomás több egymást követő keringésnél is áthalad ezen a tartományon, ami a mért adatsorban végső soron egy 2-3 mérés széles csúcsban jelenik meg. A csúcsok közötti távolság megközelítőleg 8, illetve 16 óra. A DAA-n kívüli automata mérésekben egy 24 órás periodikus változás figyelhető meg, amely annak tulajdonítható, hogy a Föld az ISS alatt elfordul, így az az egymást követő keringések során különböző mágneses szélességtartományok fölött halad el.

A DAA áthaladások okozta változások mellett nagyobb napkitörések hatása is megfigyelhető az automata kiolvasások eredményeiben. Erre akkor van esély, ha a 100 MeV fölötti energiájú protonok fluxusa jelentős mértékben megnő; az ennél kisebb energiájú protonokat ugyanis az űrállomás fala és a környező műszerek jelentős mértékben leárnyékolják. Példaként a 2017. szeptemberi esemény hatását mutatjuk be (10. ábra). A geostacionárius pályán keringő GOES13 műhold mérési adatai szerint 2017. szeptember 11-én a 100 MeV-nél nagyobb energiájú protonok integrális fluxusa elérte $2,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ d}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ értéket. Ekkor a Pille mérési adatsorában a Dél-atlanti anomálián kívüli keringéseknél jelentős mértékben megnőtt az átlagos dózisteljesítmény, ugyanakkor a Dél-atlanti anomáliát keresztező keringéseknél nem történt szignifikáns változás.

Személyi dozimetria

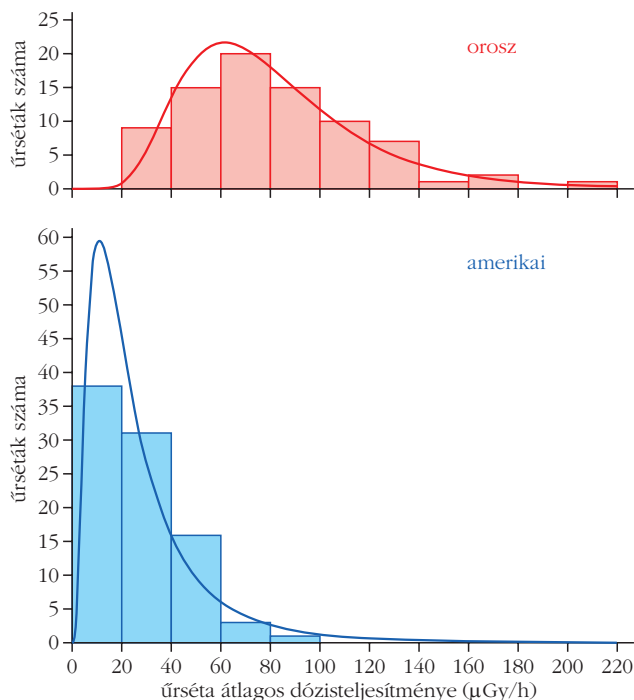
A testszövet 10 mm-es mélységében az űrhajósokat érő nagyenergiás részecskékre rendszerint nem áll fenn a szekunder töltött részecske-egyensúly, így – a földi gyakorlatban előforduló áthatoló sugárzásokkal, úgy mint a foton- vagy neutronsugárzással ellentétben – az effektív dózis becslésére a személyi dóziségyenérték nem alkalmazható. Ehelyett az űrhajósok által hordott, valamint az űrállomás különböző pontjaiban elhelyezett dózismérők és sugárzásmonitorok mérési adatainak felhasználása mellett különféle determinisztikus vagy Monte-Carlo-módszerekre alapuló részecsketranszport-számításokra van szükség ahhoz, hogy előbb a mélységi dózisokat és a mélységi LET-eloszlást, majd ebből a sugárzás károsító hatására jellemző effektív dóziségyenértéket megbecsüljék. A számítások validálására pedig időről időre antropomorf fantomokban végeznek méréseket.

A Nemzetközi Űrállomásról végrehajtott űrséták (Extra-Vehicular Activity, EVA) során valamennyi űrhajós magával visz egy-egy Pille dózismérőt, amelyet az űrruhájuk egy adott zsebében helyeznek el (ez az űrruha típusától függően eltérő helyeken lehet). A mérések célja, hogy megbecsüljék, mekkora többletdózist jelentett az adott űrséta ahhoz képest, amekkora dózist az űrhajós a dozimetriai szempontból is jelentősebb védelmet nyújtó űrállomás belsejében kapott volna. A mérésekhez az űrséta-dózismérőkön kívül referenciaként legalább egy dózismérőt az űrállomás adott pontján helyeznek el. Az űrsétát megelőzően a két űrséta-dózismérőt és a referenciadózismérőt közel egyidőben kiolvassák (törlik a bennük tárolt dózist), majd az űrséta után ismét kiolvassák azokat. Az űrséták időtartama (t_{EVA}) jellemzően 6-8 óra, de az űrhajósok időbeosztása miatt az űrséta előtti és utáni kiolvasások közötti időtartam (t_{teljes}) közel 50 óra. Az űrhajósok által magukkal vitt dózismérő és a referenciadózis-mérő által mért értékek ($D_{\text{űrhajós}}$ és D_{ref}) különbsége adja meg az űrséta többletdózisát ($D_{\text{többlet}}$). Ezt elosztva az űrséta időtartamával (t_{EVA}) az űrséta alatti átlagos többletdózis-teljesítményt kapjuk meg. Az űrséta alatti átlagos dózisteljesítményt pedig a következőképpen becsülhetjük meg:

$$\dot{D}_{EVA} \cong \frac{D_{EVA}}{t_{EVA}} = \frac{\frac{D_{ref}}{t_{teljes}} t_{EVA} + D_{\text{többlet}}}{t_{EVA}}$$

Az űrséta során kapott dózis az űrállomás belsejében eltöltött több napi dózisterhelésnek is megfelelhet. A fenti számításban jelentős bizonytalanságot okoz, hogy az űrséta alatti referenciadózist a két kiolvasás közötti átlagos dózisteljesítményből számítjuk. Pontosabb értéket lehetne kapni, ha az automata mérések alapján figyelembe vennénk a dózisteljesítmény változását is. Az esetek többségében az automata mérések az űrséták során szünetelnek, így általában erre nincs lehetőség.

Az egyes űrséták többletdózisát számos tényező befolyásolja, úgy mint a munkavégzés helye (szomszédos modulok árnyékolása), a dózismérő elhelyezkedése az űrhajós űrruhájában (mennyire árnyékolja le az űrhajós teste), a referenciadózis-mérő elhelyezkedése (mennyire van leárnyékolva), valamint, hogy közben az űrállomás áthaladt-e a Dél-atlanti anomálián. A mért adatok alapján megállapítható, hogy a korábbi években az orosz űrhajósok átlagos űrsétadózis-teljesítménye jelentősen meghaladta az amerikai űrhajósokét (11. ábra). Ennek magyarázata az, hogy az orosz űrsétákat olyan pályaszakaszokon hajtják végre, amikor a jellemzően Moszkva körzetében elhelyezkedő földi követőállomások közvetlen rádiókapcsolatban vannak a Nemzetközi Űrállomással, ezen pályaszakaszok viszont keresztezik a Dél-atlanti anomáliát. Az ISS-szel történő kommunikáció érdekében az utóbbi időben az oroszok is alkalmaznak reléállomásként geostacionárius pályán keringő műholdakat, így űrsétaikat egyre gyakrabban időzítik úgy, hogy elkerüljék a Dél-atlanti anomáliát. Az orosz űrsétáknál



11. ábra. Az orosz és amerikai űrséták átlagos dózisteljesítményei a Pille dózismérőkkel végzett mérések alapján 2004 és 2018 között.

látható nagyobb szórás is jelentős részben annak tudható be, hogy a nem befogott galaktikus komponensnél kisebb energiájú befogott protonokat a környező modulok, berendezések, eszközök, valamint az űrhajós teste jelentősebb mértékben árnyékolja attól függően, hogy az űrhajós az űrállomás mely részén milyen munkálatokat végez.

Egy-egy jelentősebb napkitöréstől, valamint az űrsétáktól eltekintve a Pille dózismérőit az űrhajósok közvetlen személyi dozimetriai célra nem használják. Ezért voltak különösen értékesek Charles Simonyi mérései, amelynek során egy Pille dózismérőt 2019. április 11–17. között mindvégig magán hordott, és azt naponta ki is olvasta. Ezzel nagy időbeli felbontású adatsort szolgáltatott az őt ért személyi dózisterhelésről, pontosabban annak kis LET értékű járulékaról. A mért értékek a többi dózismérő által mért dózisos átlaga körül alakultak, és közel két nagyságrenddel voltak nagyobbak, mint amekkora dózist itt a Földön kapunk. A küldetése során kapott többletdózis – az egész repülésre extrapolálva – körülbelül egy mellkasi CT által okozott dózissal felel meg. 2009-ben, második repülése alkalmával Simonyi a felbocsátás és az űrállomás-megközelítés során öt ért dózist is megmérte a Szozuz űrhajón.

Mérések antropomorf fantomokkal

Az űreszközök fedélzetén kialakuló sugárzási tér jellemzői mellett fontos ismerni az emberi szervezeten belül, pontosabban a bőrfelszín alatt különböző mélységekben elhelyezkedő és az ionizáló sugárzással szemben eltérő érzékenységgű szervekben kialakuló sugárzási teret is. Ehhez olyan, az emberi testet helyettesítő fanto-

mokat használnak, amelyekbe a detektorok tetszőleges pozíciókba elhelyezhetők és könnyen cserélhetők. A Nemzetközi Űrállomás Zvezda moduljának külső platformján, illetve az ISS moduljainak belsejében, 2004 és 2011 között végzett Matroszka kísérletsorozatban termolumineszcens dózismérőkkel és nyomdetektorokkal az Energiatudományi Kutatóközpont is részt vett. A Matroszka fantomban a lágy szöveteket és a tüdőt testszövet-ekvivalens, kis sűrűségű poliuretán helyettesítette, a csontok helyére valódi emberi csontokat helyeztek el. A fantomot szeletekből rakták össze azért, hogy a detektorok könnyen legyenek cserélhetők. A passzív detektorokkal végzett mérések hátránya, hogy azokat csak utólag, a Földön lehet kiértékelni, ezért a szállítás közbeni transzportdózissal is számolni kell, valamint nincs mód időbeli változások nyomon követésére. Az aktív dózismérőkkel végzett mérések lehetőségei pedig meglehetősen korlátozottak.

Az új típusú, kis méretű Pille dózismérők ugyanakkor alkalmasak arra, hogy a fantom belsejében különböző mélységekben méréseket végezzenek és a dózisoskat akár 1-2 heti rendszerességgel kiolvassák. A 2020-as évek elején várható, hogy az orosz Enyergia vállalat a Német Repülési és Űrkutatási Központtal (DLR) együttműködésben feljuttatja a Matroszka-III fantomot az ISS fedélzetére. Ennek érdekében az elmúlt években megépült egy testszövet-ekvivalens anyagból készült hengeres tartószerkezet prototípusa (12. ábra), amelynek segítségével a Matroszka-III fantom erre szolgáló üregében az új típusú Pille dózismérők különböző mélységekben lesznek elhelyezhetők.

Összefoglalás

A Pille mind a mai napig az egyetlen olyan űrqualifikált termolumineszcens dózismérő rendszer, amelyvel TL dózismérők fedélzetén történő kiolvasása megoldható. A 16 éve megbízhatóan működő és egyre bővülő rendszert a Nemzetközi Űrállomás szolgálati dozimetriai rendszerének részeként dózistérképezésre és személyi dozimetriai célokra egyaránt

12. ábra. Az új típusú Pille dózismérők fantomba való behelyezésére szolgáló hengeres tartószerkezet prototípusa.



használgják. A Pille az egyetlen olyan rendszer az ISS-en, amellyel űrsétadózist mérnek, továbbá az egyetlen olyan, a fedélzeten üzemelő passzív dózismérő rendszer, amellyel nagyobb napkitörések űrállomáson belüli hatása is kimutatható. Bár az aktív dózismérők vitathatatlan előnye a nagyságrendekkel jobb időfelbontás, illetve a helyszínen – akár valós időben – rendelkezésre álló adatok, de a ma használt aktív dózismérők mérete viszonylag nagy, folyamatos áramellátást igényelnek és igen kis számban állnak rendelkezésre. A passzív dózismérők alkalmazása biztonsági okokból is továbbra is indokolt.

Irodalom

1. Hirn A., Pázmándi T., Deme S.: Sugárvédelem a világűrben. *Fizikai Szemle* 64 (2014) 221–226.
2. Hirn A., Apáthy I., Csőke A., Deme S.: Pille 40 – egy korszakon átívelő történet. *Űrtan Évkönyv* 2018. *Asztronautikai Tájékoztató* 70 (2019) 47–58., http://www.mant.hu/kiadvanyok/urtan_evkonyv_2018.pdf
3. Deme S., Apáthy I., Csőke A., Hirn A.: 40 éves lett a Pille. *Sugárvédelem* 12/1 (2019) 51–71., http://elftsv.hu/svonline/docs/V12i1/Dem_V12i1.pdf
4. Deme S.: A Pille története, avagy hogyan lett az elefántból bolha. *Fizikai Szemle* 31 (1981) 32–36.
5. Deme S., Apáthy I.: Újra felszáll a Pille. *Fizikai Szemle* 49 (1999) 80–84.

FEKETELYUK-PERTURBÁCIÓK SKALÁR-TENZOR GRAVITÁCIÓELMÉLETEKBEN

Gergely Cecília

Szegedi Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Tanszék

Az általános relativitáselmélet érvényessége

A huszadik század elején *Einstein* megalkotta a speciális relativitáselméletet, amely a 3-dimenziós teret és az időt egyetlen 4-dimenziós téridőként egyesítette. Fő érdeme, hogy az inerciarendszerek a mechanikában is ugyanúgy transzformálhatók egymásba, mint az elektrodinamikában, azaz Lorentz-transzformációkkal. A 4-dimenziós formalizmus rendszerében egyszerűbbek az egyenletek és a 3-dimenziós látásmódból fakadó paradoxonok feloldhatók [1].

A gravitáció viszont nem fér bele ebbe a keretrendszerbe, mivel az a newtoni elméletben végtelen sebességgel terjed. Általános relativitáselméletében *Einstein* a gravitációt a téridő geometriájával, azaz annak görbültségével azonosította. A newtoni potenciál szerepét a szimmetrikus, nemdegenerált \tilde{g}_{ab} metrikus tenzor 10 független komponense vette át. A metrikus tenzort és forrásait, az anyag és mezők energia-impulzus tenzorát az *Einstein*-egyenletek kapcsolják össze. A szabad, spin nélküli részecskék pedig geodetikus egyenletet követnek.

Elhangzott a XXXIV. OTDK-n, pályázatával – témavezetője *Keresztes Zoltán*, SZTE – a szerző I. helyezést ért el az *Elméleti asztrofizika és asztrodinamika* szekcióban.



Gergely Cecília 2019-ben végzett fizikus mesterszakon az SZTE-n, jelenleg PhD hallgató. Kutatási területe a téridőfelbontások, a gravitációs Hamilton-dinamika és a feketelyuk-perturbációk skalár-tenzor gravitációelméletekben. Háromszor nyerte el az Új Nemzeti Kiválósági Program ösztöndíját, kétszer lett OTDK első helyezett. Megkapta az MTA Szegedi Akadémiai Bizottsága által kiírt pályázat első díját természettudományok területén. A nemzetközi CANTATA és QG-MM kollaborációk tagja.

Az általános relativitáselmélet igen pontosan írja le a gravitációs jelenségeket mind a Naprendszer léptékén (ahol a gravitáció gyengének tekinthető és a karakterisztikus sebességek kicsik a fény sebességéhez viszonyítva), mind az erős gravitáció olyan tartományaiban, amelyek megfigyelhető jelenségekhez vezetnek. Előbbibe tartoznak a perihéliumvándorlás, gravitációs fényelhajlás és gravitációs vöröseltolódás. Utóbbiba a gravitációs lencsésítés, a fekete lyukak akkréciójával és nagyenergiás részecskenyalábjajaival kapcsolatos jelenségek, valamint a gravitációs hullámok. A kompakt kettős rendszerek összeolvadásából keletkező, az Advanced LIGO és Virgo földi detektorai segítségével megfigyelt gravitációs hullámok [2–7] az általános relativisztikus jóslatoknak megfelelő tulajdonságokat mutattak [8]. A kettős neutroncsillag összeolvadásból keletkezett gravitációs hullám és a kísérő gamma-kitörés megfigyelt 1,7 s időkülönbsége a gravitációs hullámok fénysebességű terjedését [$-3 \cdot 10^{-15}$, $+7 \cdot 10^{-16}$] relatív pontossággal igazolta [9]. A gravitációs hullám terjedését jellemző diszperziós relációkra [10] kapott kényszerek a graviton tömegének eltűnését $7,7 \cdot 10^{-23}$ eV/ c^2 pontossággal mondták ki [4]. Szintén nagy pontossággal igazolják az általános relativitáselmélet jóslatait a kettőspulzár-megfigyelések [11] és különböző precessziós effektusokat a Gravity Probe B műhold mérései [12].

Módosított gravitációelméletek létjogosultsága

Az általános relativitáselméletet igazoló megfigyelések ellenére mind galaktikus, mind kozmológiai skálán problémák merültek fel. A galaxisok külső csillagainak forgása nem követi az általános relativisztikus jóslatot, ami a galaxiscentrumtól vett nagy távolság miatt tulajdonképpen a kepleri jóslat. A galaktikus

forgásgörbék a galaxisok külső részén távolságtól független állandó keringési sebességet mutatnak. Ez megmagyarázható a galaxist magában foglaló, gömb-szimmetrikus *sötét anyag* halo bevezetésével. A galaxisklaszterek dinamikája ugyancsak jelentős mennyiségű sötét anyag jelenlétére utal.

Az Ia típusú szupernóvák keletkezésük fizikai mechanizmusa miatt standard(izálható) gyertyaként viselkednek, látszó fényességük megfigyelése alkalmasra teszi őket távolságmeghatározásra. Ez a luminozitás-távolság a spektroszkópiailag megfigyelhető vöröseltolódáson kívül a kozmológiai paramétereknek (a Hubble-paraméter, az anyag-, sugárzás- és kozmológiai állandó sűrűségi paramétereinek) is függvénye. Kiderült, hogy az Univerzum gyorsulva tágul, amit csupán az erős energiafeltételt sértő, taszító hatású *sötét energia* bevezetésével sikerült eddig magyarázni.

Jelenlegi tudásunk szerint az Univerzum mindössze 4,90% barionikus anyagot, 26,21% sötét anyagot és 68,89% sötét energiát tartalmaz (az értékeket 0,56% pontossággal 2018-ban határozta meg a Planck Kollaboráció a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás, barion akusztikus oszcillációk és gravitációs lencsézési adatok alapján, lásd [13] második táblázatát).

A legegyszerűbb sötétenergia-jelölt a Λ kozmológiai állandó. Ennek értéke azonban mintegy 120 nagyságrenddel kisebb a kvantumtérelméleti nullponti energiánál, ami legkézenfekvőbb magyarázata lehetne, beállítva „a legrosszabb elméleti jóslatot a fizika történetében” [14]. Amennyiben a sötét energia kozmológiai állandó, az Univerzum a jövőben exponenciális tágulásba kezd, és véges idő elteltével úgynevezett Big Rip (nagy szakadás) szingularitás áll elő. Ezzel szemben a dinamikai sötétenergia-modellekben egy fizikai mező (például skalár) játssza a sötét energia szerepét.

A sötét anyag közvetlen kimutatásának eddigi próbálkozásai annak lehetséges gyenge kölcsönhatására építettek. Az eddigi negatív eredmények szerint a sötét anyag részecskéje vagy igen könnyű, vagy pedig a sötét energiához hasonlóan csak gravitációsan hat kölcsön, viszont vonzó jelleggel, így a sötét energiával ellentétben csomósodhat is.

A módosított gravitációelméletek célja a megfigyelések tisztán gravitációs magyarázata. Egyik népszerű lehetőség új mezők (skalár, vektor, 2-forma mezők, vagy egy második metrikus tenzor) hozzáadása a gravitációs szektorhoz.

A legegyszerűbb esetben a metrikus tenzor mellett egy skalármező is hozzájárul a gravitáció létrehozásához. A Horndeski-elméletcsaládban [15, 16] csak másodfokú differenciálegyenleteket engedünk meg, mivel a magasabb rendű differenciálegyenletek instabil, azaz a természetben meg nem valósuló jelenségeket írnának le. Az effektív térelméleti (EFT) vagy Horndeskin túlinak is nevezett skalár-tenzor elméletekben előfordulnak magasabb rendű dinamikai egyenletek is, viszont a szabadsági fokok terjedését itt is másodrendű dinamika jellemzi [17].

Az egyre bonyolultabb elméletek gyártása persze egy fizikusnak sem lehet fő célja. Az elméletben előforduló szabad függvények meghatározásához, azaz az Univerzum működését legjobban leíró elmélet megtalálásához megfigyelések szükségesek.

A módosításoknak kimutathatatlanak kell lennie ott (például Naprendszer-skálán), ahol az általános relativitáselméletet a megfigyelések pontosan igazolták. „Árnyékoló” mechanizmusra van szükség, hogy ne legyen módosítás egy úgynevezett Vainshtein-sugáron belül (a Nap Vainshtein-sugara például százszor nagyobb a Naprendszer méreténél). Ezt a mechanizmust beépítve, a Horndeski-elméletcsalád és az EFT skalár-tenzor elméletek függvényeinek száma csökken.

A gravitációs hullámok közvetlen megfigyeléséből korlátot szabtak a gravitációs hullámok fénysebességű terjedésére, amely az EFT-hatás szabad függvényeire újabb megkötéseket jelent [18]. A Horndeski-elméletekben pedig a görbületi skalár csatolása a ϕ skalármezőhöz nem függ az

$$X = \tilde{g}^{ab} \partial_a \phi \partial_b \phi$$

kinetikus tagtól, így a megengedhető Horndeski-elméletek a skalár és a tenzor gravitációs szabadsági fokok kinetikus járulékaiknak keveredését (kinetic gravity braiding) [19] tartalmazzák. A megfigyelésekkel kompatibilis Lagrange-sűrűség:

$$L_{c=1}^{KGB} = \tilde{G}_2(X, \phi) + \tilde{G}_3(X, \phi) \square \phi + \tilde{G}_4(\phi) \tilde{R},$$

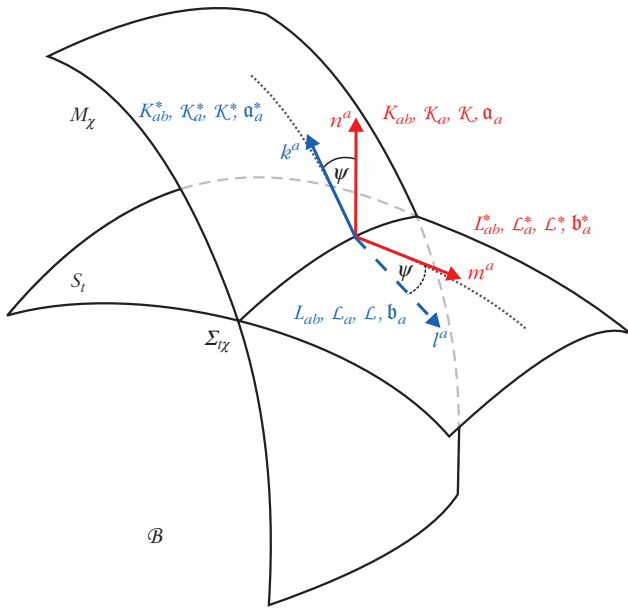
ahol \tilde{G}_2 és \tilde{G}_3 az argumentumaik tetszőleges függvényei, míg \tilde{G}_4 csak a skalármező tetszőleges függvénye, továbbá $\square \phi = \nabla_a \nabla^a \phi$ (itt ∇_a a kovariáns derivált jelöli). Az első tag a K-esszenciának nevezett sötét energia, a második tag szolgáltatja a Vainshtein-árnyékolást, a harmadik skalármezőfüggő gravitációs csatolást tesz lehetővé.

Ezen elméletekben tanulmányozták a kozmológiai perturbációk stabilitását [20], azonban csupán részlegesen vizsgálták a feketelyuk-megoldások stabilitását [21–23].

Munkám a gömbszimmetrikus, statikus feketelyuk-téridőket megadó egyenletek levezetésére és stabilitására irányult. Ehhez azonban egy speciális formalizmus kidolgozására volt szükség, ez a téridő nemmerőleges 2(tér) + 1(tér) + 1(idő) felbontása.

Téridőfelbontások

A relativitáselméletek a teret és időt egységiesen kezelik. Ennek ellenére vitathatatlan az idő kiválasztott szerepe, hiszen időfejlődés csakis jövőirányba történhet. A téridő 3(tér)+1(idő) felbontásával elsőként *Arnówt*, *Deser* és *Misner* foglalkozott [24]. A nevüket viselő ADM-formalizmusban a kitüntetett irányra merőleges 3-dimenziós hiperfelületek serege fóliázza a téridőt. Az időparaméter értéke hiperfelületről hiper-



1. ábra. A téridő nemmerőleges 2+1+1 felbontásában az S_t időszerű hiperfelület-sereghez adaptált (n, m) és az M_χ térszerű hiperfelület-sereghez adaptált (k, l) bázisok között Lorenz-forgatás teremt kapcsolatot, ahol a forgatás szöge arányos a tizedik metrikus változóval, azaz az \mathcal{N} harmadik shiftvektor-komponenssel. Az S_t és M_χ hiperfelület-normálisokhoz és rájuk merőleges vektorokhoz a feltüntetett geometriai mennyiségek rendelhetők.

felületre folytonosan változik, de minden hiperfelületen állandó. A gravitációt jellemző 4-dimenziós metrikus tenzor helyét a 3-dimenziós hiperfelületeken indukált metrikus tenzor (6 változó) és a beágyazást jellemző külső görbület (6 változó) veszi át. Az indukált metrika mondja meg, hogyan mérjük távolságokat a hiperfelületeken, a külső görbület pedig azt, hogy a hiperfelületek hogyan hajladoznak a téridőben. Az indukált metrika általánosított koordinátaként, a külső görbület általánosított impulzusként foghatók fel, kanonikus párokat határozva meg. A gravitáció hamiltoni formalizmusában a

$$\tilde{G}_{ab} = \tilde{R}_{ab} - \frac{1}{2} \tilde{g}_{ab} \tilde{R}$$

Einstein-egyenletek helyére a kanonikus változók hamiltoni fejlődésegyenletei lépnek. Itt \tilde{G}_{ab} az Einstein-tenzor; \tilde{R}_{ab} a Ricci-tenzor (a \tilde{R}^c_{adb} Riemann-tenzor spúrja); \tilde{R} a Ricci- vagy görbületi skalár (a Ricci-tenzor spúrja); a hullámvonal 4-dimenziós mennyiségeket jelöl. A Riemann-tenzor az árapályerő relativisztikus általánosításának tekinthető.

A fejlődésegyenleteken kívül a kanonikus változókra minden időpontban teljesülő kényszer egyenletek is vonatkoznak, ezeket Hamilton- és diffeomorfizmus- (impulzus-) kényszereknek nevezzük. A 3+1 felbontás azért nem triviális, mert általános esetben nincs kiválasztott idő, így az összes választható időfüggvényre alkalmazható kell legyen „many-fingered time” formalizmus [25, 26]).

A téridő további, 2+1+1 felbontása akkor indokolt, ha a tér rendelkezik egy (általában szimmetria által) kiválasztott iránnyal, de olyankor is, ha speciális felü-

leteket (például hullámfrontot) vizsgálunk. A téridő ilyen felbontása többféleképpen is elvégezhető. Legáltalánosabb esetben ezt úgy dolgozták ki, hogy mindkét kiválasztott irány rendelkezze expanzióval, nyírással és örvénnyel [27].

Másik lehetőség, hogy az ADM-formalizmusban szereplő mennyiségeket még egy 2+1 felbontásnak vetjük alá. A téridő 2+1+1 felbontása akkor a legegyszerűbb, ha a fóliázást biztosító két hiperfelület-sereg egymásra merőleges [28, 29]. Ilyenkor az egyik hiperfelület-sereg S_t hiperfelületeit állandó t idő jellemzi (így ez a hiperfelület-sereg térszerű, n^a normálisa pedig időszerű és normált, azaz $n^a n_a = -1$). A második hiperfelület-sereg M_χ hiperfelületeit pedig állandó χ koordináta jellemzi, ez a hiperfelület-sereg időszerű (l^a normálisa térszerű és normált, $l^a l_a = -1$). A hiperfelületek metszete a Σ_χ 2-dimenziós térszerű felület, amelyen az indukált metrika g_{ab} . Ez a formalizmus összesen 9 metrikus változót tartalmaz: a g_{ab} metrika 3 független komponensét; a Σ_χ diffeomorfizmusait generáló N^a és M^a shiftvektorok 2+2 komponensét; valamint a hiperfelület-merőleges fejlődéseket megadó N, M lapse-függvényeket.

Ezek vizualizálására képzeljünk el az időszerű hiperfelületek közül csak kettőt, az egyiket t a másikat pedig $t+dt$ az állandó idő. Milyen irányba kell időfejlésztetni a t állandó idejű hiperfelület valamely pontját? Az időirányú fejlődésvektor merőleges részét az N lapse-függvény, oldalirányú megnyúlását az N^a shiftvektor adja meg. Hasonló szerepe van az M, M^a mennyiségeknek az állandó χ hiperfelülettől való elfejlődésben.

A fóliázások merőlegességét a tizedik metrikus változó eltűnése kíséri. A metrikus változók számának 10-ről 9-re csökkenése nem feltétlenül baj, de problémát okozott a módosított gravitációelméleti fekete lyukak perturbációinak [21] tárgyalásában. Vessük el tehát a merőlegességet! A nemmerőleges 2+1+1 felbontás tartalmazza az \mathcal{N} , tizedik metrikus függvényt is (ez a 3-dimenziós shiftvektor 2+1 felbontásából származó skalár).

A nemmerőlegességből fakadóan a \mathcal{B} 4-dimenziós téridő metrikája két ekvivalens módon bontható fel:

$$\tilde{g}_{ab} = -n_a n_b + m_a m_b + g_{ab},$$

$$\tilde{g}_{ab} = -k_a k_b + l_a l_b + g_{ab}.$$

Itt m^a (k^a) az S_t (M_χ) hiperfelület érintőterének mind n^a -ra (l^a -ra), mind Σ_χ -re merőleges térszerű (időszerű) vektora (1. ábra). Az (n, m) és (k, l) bázisok között a

$$\begin{pmatrix} k_a \\ l_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch } \psi & \text{sh } \psi \\ \text{sh } \psi & \text{ch } \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_a \\ m_a \end{pmatrix}$$

Lorenz-forgatás teremt kapcsolatot, amelynek szöge az \mathcal{N} shiftvektor-komponenssel fejezhető ki, azaz $\mathcal{N} = N \text{th } \psi$ a nemmerőlegesség mértékének tekinthető. Az

n^a és l^a hiperfelület-normálisokkal ellentétben, amelyek örvénymentesek, az m^a és k^a vektorok örvénytel is \mathcal{N} adja.

Az ADM-formalizmushoz hasonlóan, itt is szükség van indukált metrikára és beágyazási változókra. Azonban mind a kettős felbontás, mind a két bázis jelenléte bonyolítja a beágyazást. Ezt a $\{K_{ab}, L_{ab}\}$ külső görbületek; $\{\mathcal{K}_a, \mathcal{L}_a\}$ normális fundamentális formák, a $\{\mathcal{K}, \mathcal{L}\}$ normális fundamentális skalárok jellemzik. Hasonlóan képzelhetjük el őket is, mint a 3+1 felbontásnál. A két 3-dimenziós hiperfelület metszete egy 2-dimenziós felület. A külső görbületek most azt határozzák meg, hogy ez a felület hogyan görbül *3-dimenzióban*, viszont a *téridőbeli* görbültség megállapításához szükség van a normális fundamentális formákra és normális fundamentális skalárookra is. A 2-dimenziós indukált metrika pedig a felületen adja meg a távolságokat.

Az örvényes bázisvektorokhoz hasonló $\{L_{ab}^*, K_{ab}^*\}$ külső görbületek, valamint $\{\mathcal{K}_a^*, \mathcal{L}_a^*, \mathcal{K}^*, \mathcal{L}^*\}$ beágyazási mennyiségek tartoznak. Szintén megjelennek a normálisok $\{\mathbf{a}_a, \mathbf{b}_a\}$ gyorsulásai és az örvényes vektorok hasonlóan definiált $\{\mathbf{a}_a^*, \mathbf{b}_a^*\}$ mennyiségei, ezeket az 1. ábra illusztrálja. A mennyiségek – szerencsére – nem mind függetlenek egymástól.

Az általános relativitáselmélet hamiltoni dinamikájának 2+1+1 felbontása

Az ADM-formalizmusban az indukált metrika és a külső görbület általánosított koordináták és impulzusok szerepét töltik be, így tárgyalható a gravitáció hamiltoni dinamikája. A nemmerőleges 2+1+1 felbontásban meghatároztam a beágyazási mennyiségek és a metrikus függvények idő-, illetve térderiváltjai közötti kapcsolatokat az (n, m) és (k, l) bázisban is. Ennek segítségével az (n, m) bázisban egyértelműen tudtam azonosítani, hogy a $\{g_{ab}, M^a, M\}$ általánosított koordinátákként, míg a $\{K_{ab}, \mathcal{K}^a, \mathcal{K}\}$ általánosított sebességekként viselkednek.

Az általános relativitáselméletben a gravitáció dinamikáját megadó Einstein-egyenlet származtatható az

$$S_{EH} = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \tilde{R}$$

Einstein–Hilbert-hatásból, variációs elv felhasználásával, ahol 4-dimenzióban \tilde{g} a metrika determinánsa. A 4-dimenziós \tilde{R}_{abcd} Riemann-tenzor és a 2-dimenziós $\Sigma_{\mathcal{V}}$ felület R_{abcd} Riemann-tenzora között az

$$R_{abcd} = g_a^n g_b^m g_c^i g_d^j \tilde{R}_{nbim} + 2(L_{dc}^* L_{ab}^* - K_{dc} K_{ab})$$

Gauss-azonosság teremt kapcsolatot, aminek képezve a kétszeres spúrt kapjuk meg a görbületi skalár 2+1+1 felbontott alakját. Az Einstein–Hilbert-hatáson elvégeztem a Legendre-transzformációt. Ennek első lépéseként a Lagrange-sűrűséget felírtam

$$L^G = \pi^{ab} \dot{g}_{ab} + p_a \dot{M}^a + p \dot{M} - \mathcal{H}^G + L_{\mathcal{V}D}^G$$

alakban, ahol a jobb oldal első három tagja a Liouville-forma, a negyedik a vákuum Einstein-gravitáció \mathcal{H}^G Hamilton-sűrűsége (ez a Hamilton- és impulzus-kényszerek lineáris kombinációja), valamint az ötödik tag a határtagok összessége, amelyek megfelelő határfeltételek megválasztásával eltüntethetők. A $\{\pi^{ab}, p_a, p\}$ kanonikus impulzusok bevezetése után a Hamilton-sűrűség már csak a kanonikus koordinátákat, kanonikus impulzusokat és azok idő- és térderiváltjait tartalmazza. A kanonikus változók és a hamiltoni sűrűségfüggvényekre vonatkozó Poisson-zárójeleink kiszámolásával végül eljutottam a kanonikus egyenletekhez.

Ezzel általánosítottam az einsteini gravitáció merőleges dupla fóliázás feltevése mellett kidolgozott hamiltoni formalizmusát [29] a nemmerőleges 2+1+1 felbontás esetére [30], visszaállítva a változók szükséges számát.

Gömbszimmetrikus, statikus fekete lyukak módosított gravitációelméletekben

A skalár-tenzor gravitációelméletbeli fekete lyukak vizsgálata gömbszimmetria és statikusság feltevése mellett azért érdekes, mert ezek a fekete lyukak különbözhetnek az általános relativitáselméletektől abban, hogy lehet skalár „hajuk”.

A szimmetriák miatt mind az idő, mind a sugár kiválasztott szerepet játszik, ezért indokolt a téridő 2+1+1 felbontását alkalmazni. A skalármező csak a radiális koordinátától függ, $\phi = \phi(r)$, ezért az úgynevezett radiális „unitér” mértéket használtuk: a skalármező általános perturbáció által okozott módosulását a radiális koordináta átdefinálásával kompenzáltuk úgy, hogy a skalármező perturbációja nulla.

A továbbiakhoz a korábban már említett EFT-hatást használjuk. Ennek változói a nemmerőleges 2+1+1 felbontás által előálló skalárok lesznek. A [21] munkában választott L^{EFT} Lagrange-sűrűséget két ponton megváltoztattuk: 1) a hatás korábbi változói közül egyet elhagytunk, mivel ez a változó nem jelenik meg a fizikailag elfogadható, szabadsági fokokat legfeljebb másodrendű dinamikával fejlesztő elméletekben; 2) bevezettük a fóliázások nemmerőlegességéből származó \mathcal{N} változót, így az EFT-hatás

$$S^{EFT} = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} L^{EFT}(\mathcal{N}, M, K, \mathcal{K}, \mathbf{k}, \kappa, L^*, L^*, \lambda^*, R; r),$$

ahol $\mathbf{k} \equiv \mathcal{K}^a \mathcal{K}_a$, $\kappa \equiv K_b^a K_a^b$, $\lambda^* \equiv L_b^{*a} L_a^{*b}$ a beágyazási változóknak négyzetes skalárok és $K \equiv K_a^a$, $L^* \equiv L_a^{*a}$ a külső görbületek spúrtjai. A 2+1+1 felbontásban szereplő, szimmetriaokból kitüntetett \mathcal{X} térkoordináta a gömbszimmetrikus, statikus háttér r radiális koordinátájával azonosítható, továbbá a radiális unitér mérték miatt a hatás skalármezőfüggését váltja ki.

A hatás elsőrendű variációja az Euler–Lagrange-egyenletekhez vezet. A hatás változóinak variációi között első rendben összefüggések állapíthatók meg,

így a gömbszimmetrikus, statikus skalár-tenzor fekete lyukakat az általános L^{EFT} -ből meghatározó dinamikai egyenletek száma négy marad. Ezek közül három visszaadja az eddig ismert egyenleteket [29], a negyedik \mathcal{N} -re vonatkozik. Minden skalár-tenzor elméletbeli, vizsgált szimmetriájú fekete lyuk ezek megoldása.

Mértékrögzítés és a perturbációk stabilitása

A modern fizikában a jelenségek dinamikáján túl a perturbációk viselkedését is nyomon kell követni. Klasszikus példa erre az állításra a statikus Einstein-univerzum, amely egy negatív kozmológiai állandóval kiegészített Einstein-egyenlet megoldásaként áll elő. A konstans bevezetésével remélte Einstein megoldani azt a számára elfogadhatatlan eredményt, hogy az általános relativitáselmélet szerint az Univerzum nem statikus. A megoldás azonban nem bizonyult stabilnak: a perturbációk időben monoton növekedtek, Eddington–Lemaître-, Lemaître-, illetve de Sitter-univerzumokhoz vezetve [31].

A skalár-tenzor elméletek gömbszimmetrikus fekete lyukainak perturbációi vizsgálhatók a feketelyuk-megoldások konkrét ismerete nélkül is. Egyedül a megoldásokhoz vezető differenciálegyenletek ismerete szükséges, amelyeket a hatás elsőrendű variációja határoz meg. A hatás másodrendű variációja pedig a perturbációk fejlődésegyenleteit adja, ezek páratlan és páros szektorokra csatolódnak szét. Ennek oka, hogy a vektorokat Helmholtz-felbontásnak, míg a tenzorokat egy Helmholtz-szerű felbontásnak vetjük alá, amit a gömbszimmetria miatt tehetünk meg. Alkalmazása után a vektorok egy páratlan (divergencia-mentes) és egy páros (rotációmentes) tag összegeként állnak elő. Bár a tenzorokra vonatkozó szabály bonyolultabb, de végül szintén páratlan és páros részek összegeként tudjuk felírni.

Az általános relativitáselméletben a perturbációk fejlődésegyenleteinek páros szektorával *Zerilli* [32], míg a páratlan szektorral *Regge* és *Wheeler* [33] foglalkozott, mindkét típusú perturbációra belátva a stabilitást.

Skalár-tenzor elméletekben a merőleges $2+1+1$ felbontás formalizmusában levezették a páratlan szektor perturbációs egyenleteit [21]. A koordináták szabad megválaszthatósága mértékrögzítésként ismert, segítségével a változók száma csökkenthető. A felbontás merőlegességének perturbáció utáni kirovása viszont elhasználja az egyik kulcsfontosságú mértékszabadságot, emiatt egy tetszőleges függvény maradt a megoldásban, amely a páros szektor tárgyalását megakadályozta.

A merőlegesség elvetésével olyan egyértelmű mértékrögzítést értünk el, amely lehetővé teszi a páros szektor tárgyalását, amelynek során a következő instabilitások elkerülését kell kiróni: a) ghost típusú instabilitások (negatív kinetikus tag); b) Laplace- vagy gradiensinstabilitások (negatív hangsebességnégyzet);

c) tachion instabilitások (negatív tömegtag). Ezek hiányában a vizsgált szimmetriájú fekete lyuk létezik az aktuális gravitációelméletben.

Összefoglalás

A gravitáció hamiltoni tárgyalásában az idő kiválasztott szerepet tölt be, így a kovariáns négyesformalizmus megtörésére egy $3+1$ felbontás mindenképpen szükséges. Azonban a tér is tartalmazhat kiválasztott felületeket, például gömböket gömbszimmetria esetén, hengereket hengersizimmetria esetén, de ilyen áll elő akkor is, ha valamilyen kényszer hatására a mozgások csak egy megadott felületen történhetnek, vagy ha éppen egy felület (mint például egy lökéshullám vagy hullámfront) mozgását figyeljük. A felsorolt helyzetek vizsgálatára érdemes tovább bontani a teret $2+1$ dimenzióra, így a hamiltoni fejlődés tárgyalására éppen az általános $2+1+1$ téridőfelbontás alkalmas. A gravitáció $2+1+1$ felbontott hamiltoni tárgyalását már korábban kidolgozták arra a restriktív esetre, amikor az időfejlődés merőleges a felületekre, ez éppen az ortogonális kettős fóliázás esete. Ezen szükségtelen megkötés elvetése mellett kidolgoztuk a gravitáció hamiltoni formalizmusát.

Az általános relativitáselmélet galaktikus és kozmológiai skálán nem működik jól sötét anyag és sötét energia hozzáadása nélkül. Emiatt kezdünk el foglalkozni a módosított gravitációelméletek azon csoportjával amelyekben, mind a tenzorra, mind a skalárra vonatkozó dinamika legfeljebb másodrendű, figyelembe véve mind a Naprendszerbeli, mind a gravitációs hullámok detektálásból kapott kényszereket. Egy ilyen, a nemmerőleges $2+1+1$ felbontáson átesett, általános EFT-hatást első rendig variáltuk, majd megkaptuk ezen skalár-tenzor fekete lyukak dinamikáját megadó négy egyenletet.

A nemmerőleges $2+1+1$ felbontás formalizmusában a gömbszimmetrikus, statikus skalár-tenzor fekete lyukak skalárperturbációi esetén egyértelmű mértékrögzítést értünk el mind a páros, mind a páratlan szektorban.

Ez lehetővé teszi, hogy az EFT-hatást másod rendig variáljuk, előállítva a perturbációs egyenleteket, amelyek segítségével az elméletcsalád instabilitásokhoz vezető tagjai kizárhatók.

Mindez miért jó? Az általános relativitáselmélet javításra szorul, ha nem így lenne, nem kellene számunkra ismeretlen effektusoknak olyan nevet adni, mint sötét anyag és sötét energia. A módosítás elvégzése nem egyértelmű, rengeteg olyan új elmélet született, amelyek a méréseinkkel összeegyeztethetők, nem változtatják meg a fizikát a Naprendszer-skálán és a Földön. Erős gravitációs térben és kozmológiai távolságokon azonban jóslataik eltérnek.

A jövőben több, nagyobb és különböző orientációjú gravitációshullám-detektor kiépítése várható. Ezekkel majd pontosabban mérhető a gravitációs hullámok lecsengési fázisa, ebből a feketelyuk-perturbá-

ciók kvázi normál módusai – amelyek a fekete lyukak „névjegykártyájaként” a gravitáció módosításairól is tanúskodnak – azonosíthatók. Skalár-tenzor fekete lyukak esetén ebben a fázisban például úgynevezett „visszhangok” (echoes) is megjelenhetnek, ezeket napjainkban is gőzerővel keresik.

Nemrég az Event Horizon Föld-méretű rádióteleszkóp-rendszerrel az M87 galaxis közepén található fekete lyukról nagy nyilvánosságot kapott fénykép készült. A jelenlegi felbontás mellett készült kép nem tud különbséget tenni a különböző akkréció és forgási paraméterekkel jellemzett általános relativitáselméleti fekete lyukak között. Vajon a rádióinterferometriás mérések fejlődésével lehetséges lesz valamilyen a különböző gravitációelméletekről is információkat szerezni?

A módosított gravitációelméletek érvényességét a megfigyelések és az azokat kiegészítő elméleti vizsgálatok (mint a stabilitásanalízis) együttesen bizonyítják. Közös célunk megtalálni azt a gravitációelméletet, amely minden léptéken helyesen magyarázza a minket körülvevő világot.

Irodalom

1. V. Faraoni: *Special Relativity*. Springer (2013) 16. oldal.
2. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration: Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 061102.
3. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration: GW151226: Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence. *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 241103.
4. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration: GW170104: Observation of a 50-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence at Redshift 0.2. *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 221101.
5. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration: GW170608: Observation of a 19-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence. *Astrophys. J. Lett.* **851** (2017) L35.
6. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration: GW170814: A Three-Detector Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Coalescence. *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 141101.
7. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration: GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 161101.
8. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration: Tests of General Relativity with GW150914. *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 221101.
9. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration: Fermi Gamma-ray Burst Monitor, and INTEGRAL, Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB170817A. *Astrophys. J. Lett.* **848** (2017) L13.
10. S. Mirshekari, N. Yunes, C. M. Will: Constraining Lorentz-violating, Modified Dispersion Relations with Gravitational Waves. *Phys. Rev. D* **85** (2012) 024041.
11. I. H. Stairs: Testing General Relativity with Pulsar Timing. *Living Rev. Relativ.* **6/1** (2003) 5.
12. C. W. F. Everitt et al.: Gravity Probe B: Final Results of a Space Experiment to Test General Relativity. *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 221101.
13. Planck Collaboration: Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. publikálásra benyújtva az *Astronomy & Astrophysics* folyóirathoz (2018), arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].
14. M. P. Hobson, G. P. Efstathiou, A. N. Lasenby: *General Relativity: An introduction for physicists*. Cambridge University Press (2006) 187.
15. G. W. Horndeski: Second-Order Scalar-Tensor Field Equations in a Four-Dimensional Space. *Int. J. Theor. Phys.* **10** (1974) 363–384.
16. C. Deffayet, X. Gao, D. A. Steer, G. Zahariade: From k-essence to generalized Galileons. *Phys. Rev. D.* **84** (2011) 064039.
17. J. Gleyzes, D. Langlois, F. Piazza, F. Vernizzi: Healthy theories beyond Horndeski. *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 211101.
18. P. Creminelli, F. Vernizzi: Dark Energy after GW170817. *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 251302.
19. C. Deffayet, O. Pujolás, I. Sawicki, A. Vikman: Imperfect dark energy from kinetic gravity braiding. *JCAP* **10** (2010) 026.
20. J. Gleyzes, D. Langlois, F. Piazza, and F. Vernizzi: Essential building blocks of dark energy. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **08** (2013) 025.
21. R. Kase, L. Á. Gergely, S. Tsujikawa: Effective field theory of modified gravity on spherically symmetric background: leading order dynamics and the odd mode perturbations. *Phys. Rev. D* **90** (2014) 124019. [arXiv:1406.2402 [hep-th]].
22. T. Kobayashi, H. Motohashi, T. Suyama: Black hole perturbation in the most general scalar-tensor theory with second-order field equations I: The odd-parity sector. *Phys. Rev. D* **85** (2012) 084025. [arXiv:1202.4893 [gr-qc]].
23. T. Kobayashi, H. Motohashi, T. Suyama: Black hole perturbation in the most general scalar-tensor theory with second-order field equations II: The even-parity sector. *Phys. Rev. D* **89** (2014) 084042. [arXiv:1402.6740 [gr-qc]].
24. R. Arnowitt, S. Deser, C. W. Misner: *Gravitation: An Introduction to Current Research*. (ed.: L. Witten) Wiley, New York, (1962) 227–265.
25. C. W. Misner, K. Thorne, J. A. Wheeler: *Gravitation*. W. A. Freeman and Company (1973) p. 527.
26. C. J. Isham, K. V. Kuchař: Representations of space-time diffeomorphisms I. II. *Ann. Phys. (N.Y.)* **164** (1985) 288., *ibid.* **164** (1985) 316.
27. C. Clarkson: A Covariant approach for perturbations of rotationally symmetric spacetimes. *Phys. Rev. D* **76** (2007) 104034. [arXiv:0708.1398].
28. L. Á. Gergely, Z. Kovács: Gravitational dynamics in s+1+1 dimensions. *Phys. Rev. D* **72** (2005) 064015.
29. Z. Kovács, L. Á. Gergely: Gravitational dynamics in s+1+1 dimensions II. Hamiltonian theory. *Phys. Rev. D* **77** (2008) 024003.
30. C. Gergely, Z. Keresztes, L. Á. Gergely: Gravitational dynamics in a 2 + 1 + 1 decomposed spacetime along nonorthogonal double foliations: Hamiltonian evolution and gauge fixing. *Phys. Rev. D* **99** (2019) 104071.
31. S. Weinberg: *Cosmology*. Oxford University Press (2008) p. 44.
32. F. J. Zerilli: Effective potential for even-parity Regge–Wheeler gravitational perturbation equations. *Phys. Rev. Lett.* **13** (1970) 24.
33. T. Regge, J. A. Wheeler: Stability of a Schwarzschild singularity. *Phys. Rev.* **4** (1957) 108.



**SZÁMÍTUNK RÁD, LÉGY
A FIZIKA BARÁTJA!**

**Támogasd adód 1%-ával az Eötvös Társulatot!
Adószámunk: 19815644-2-43**

MÁGNESES NANORÉSZECSEKÉKKEL VALÓ GYÓGYÍTÁS MODELLEZÉSE KÖZÉPISKOLÁS SZINTEN

Borbélyné Bacsó Viktória,^{1,2} Szabó István¹

¹Debreceni Egyetem

²Medgyessy Ferenc Gimnázium és Művészeti Szakgimnázium

A Debreceni Egyetem és a középiskolák közvetlen kapcsolatát példázza az az együttműködés, amelynek során azt vizsgáltuk, hogy értelmezhető-e napjaink kutatási eredményei középiskolás szinten, azaz becsapódhat-e a fizika tananyagba a modern kutatások eredménye?

E kérdésre kerestünk választ azon munka kapcsán, amelynek keretében egy orvosi biológiai probléma megoldását szemléltettük egyszerű kísérleti eszközökkel. Továbbá az NI MyDAQ eszköze segítségével modelleztük a mágneses nanorészecskékkal folytatott lázterápia gyakorlati megvalósítását, amelynek során a nanorészecskék által létrehozott hőfejlődést használják fel tumorsejtek elpusztítására.

Lázterápia

„Tegyél képessé engem, hogy mesterségesen lázat váltsak ki, és meggyógyítok minden betegséget.”

Parmenidész (i.e. 540 – i.e. 460)

A láz a szervezet természetes védekező reakciója. A magas hőmérséklet egyes kórokozók pusztulásához vezethet. Lázterápia, azaz hipertermia során a testhőmérsékletet gyógyító célzattal mesterségesen 39–40,5 °C-ra emelik. A lázterápiát már az ókorban is használták gyógyításra. Ezt bizonyítja *Hippokratész* alábbi mondása is: „Amit az orvosság nem gyógyít meg, azt gyógyítja a szike. Amit a szike sem képes meggyógyítani, azt a tűz gyógyítja meg.”

Sajnos a láznak számos káros hatása is lehet, például megnöveli a pulzust, gyorsítja az anyagcserét, így veszélyesen fokozhatja az idősebb, szívbeteg páciensek terhelését. A nagyon magas láz fellépése

miatt a szövetek is károsodhatnak, gyerekeknél lázgörcsöt is előidézhet.

A lázterápiát meglehetősen széles körben alkalmazza az orvostudomány. A tumorterápia kezdeti próbálkozásai is kötődtek a lázterápiához. Ha tehát a lázterápiát hatékonyan szeretnénk alkalmazni a tumoros elváltozások kezelésekor, azaz célunk a tumorsejt programozott elpusztítása (nekrozis), akkor csökkenteni kell az egészséges sejtek hőterhelését. Éppen ezért érdemes helyi melegítéshez folyamodni.

A mágnesesnanorészecske-hipertermia lényege

Munkánkhoz a mágneses hipertermiáról magyar nyelven a *Fizikai Szemlében Rácz Judit* és *Nándori István* szerzőségével megjelent cikket [1], illetve Rácz Judit ugyancsak e témában, a Debreceni Egyetemen képzett PhD értekezését [2] vettük alapul.

A mágneses hipertermiában használatos mágneses nanorészecskék közül – a tanulókkal kidolgozott kísérletekben – az egydoménesek modellezésével foglalkoztunk. Továbbá a méretük (10–200 nm) és a mágneses anizotrópia-tulajdonságaik miatt egy rögzített nagyságú és irányú mágnesezettséggel rendelkeznek a Curie-hőmérséklet alatt külső mágneses tér nélkül. Egy ilyen részecskére úgy is tekinthetünk, mint egy nanoméretű állandó mágnesre, ami adott mágneses momentummal jellemezhető, ahogy a modellkísérletekben is történt.

Külső mágneses tér hiányában a részecske mágneses momentumának iránya rögzített a részecskén belül. A konkrét irányt a mágneses anizotrópia szabja meg, ami a legegyszerűbb esetben egytengelyű an-



Borbélyné Bacsó Viktória a debreceni Medgyessy Ferenc Gimnázium és Művészeti Szakgimnázium fizika-informatika-matematika szakos tanára, igazgatóhelyettese. Doktori címét 2019-ben szerezte a Debreceni Egyetemen elméleti fizikából. Kutatási témája: fázisátalakulások vizsgálata renormálási csoportegyenletekkel. A Debreceni Egyetem Fizikai Innovációs Kutatóműhelyének kezdeményezője, megszervezője, koordinátora.



Szabó István 1981-ben végzett fizikusként a Debreceni Egyetemen, kandidátus (1995). A Debreceni Egyetem Szilárdtest Fizikai Tanszékén egyetemi docens és a Fizikai Intézet igazgatója. Kutatási területe a fizikai anyagtudományon belül elsősorban az atomozgási folyamatok, mágneses anyagok, atomerő-mikroszkópia.

izotrópia. Ekkor létezik egy kitüntetett irány, amit könnyű iránynak nevezünk: zérus külső mágneses térben a mágnesezettség ezen iránnyal lesz párhuzamos, mert energiája itt lesz minimális (egy ilyen tengely mentén a mágnesezettségvektor két, energetikailag ekvivalens irányultságot vehet fel, mindkettő a minimális energiájú állapotnak felel meg).

A mágnesez anizotrópia eredete lehet alakizotrópia (hosszú alakú részecske esetén a hossz tengely mentén áll be a mágnesezettség, mert energetikailag ez a kitüntetett irány), vagy mágnesez kristályanizotrópia, ami azt jelenti, hogy egy vagy több kristálytani tengely mágneses könnyű tengely. Ha mindkét anizotrópiatípus jelen van, akkor ezek erősségének arányától függ, hogy – külső mágneses tér hiányában – melyik szabja meg az egydoménes részecske mágnesezettségének tényleges irányát.

Hogyan viselkedik egy ilyen kicsi mágneses részecske homogén külső mágneses térben? Közismert, ha a részecske vagy annak mágnesezettsége szabadon foroghat, akkor mágneses momentuma előbb-utóbb a mágneses tér irányába áll be [3]. Az M mágnesezettségű részecske potenciális energiája H külső térben

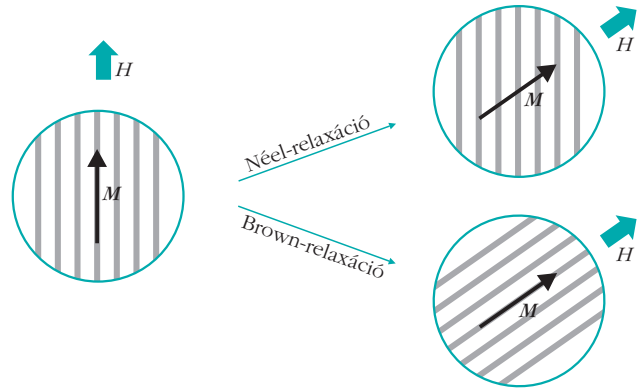
$$E = -MH\cos\theta,$$

ahol θ az M és H közötti szög. Eszerint az energia akkor lesz minimális, ha $\theta = 0$, azaz

$$E = -MH.$$

Egy ilyen mágneses részecskékből álló rendszerben (például a tumorterápiában alkalmazott ferrofluidokban), zérus külső mágneses térben az egyes részecskék mágnesezettségvektorai véletlenszerűen állnak (feltételezve, hogy közöttük nincs jelentős dipólus-dipólus kölcsönhatás, tehát elegendően messze vannak egymástól). Az ilyen rendszert homogén mágneses térbe helyezve, a részecskék mágnesezettségei fokozatosan a mágneses tér irányába fordulnak, és egy idő után minden részecske mágnesezettsége a mágneses tér irányába fog mutatni. Ezt a beállási folyamatot – mivel véges idő alatt megy végbe – relaxációs folyamatnak is szokták nevezni és a beállási folyamat sebességét a relaxációs idővel lehet jellemezni. Egy folyadékszerű, viszkózus közegben a mágneses nanorészecskék ezen „relaxációja” (vagyis a mágnesezettségüknek a mágneses tér irányába való beállása) a részecskék méretétől, alakjától, felületi érdességétől és mágneses tulajdonságaitól, valamint a részecskék felületének folyadékkal való kölcsönhatásától függően kétféleképpen mehet végbe (1. ábra) [2, 4, 5].

A mágneses hipertermiás tumorterápiánál a részecskék mágneses momentumirányának folytonos változtatására – amelynek során az egyes részecskék folyamatosan energiát vesznek fel a külső mágneses térből – váltakozó mágneses teret alkalmaznak. Az energiafelvétel miatt a mágneses részecskék környezete lokálisan felmelegszik. A kétféle típusú mágneses momentum irányváltozását az alábbiakban ismertetjük.



1. ábra. Néel- és Brown-relaxáció [2, 4].

Ha a mágneses kristályanizotrópia vagy alak-anizotrópia elég erős ahhoz, hogy a részecskén belül mindig azonos irányban tartsa a mágnesezettséget, akkor azon részecske, amelynek mágnesezettsége nem a külső mágneses tér irányába mutat, mint egész fordul el a folyadékban. Ennek oka, hogy a benne kitüntetett könnyű irányhoz rögzített mágnesezettségnek a minimális energiájú helyzetbe, azaz a külső mágneses térrel párhuzamosan kell állnia. E folyamatot Brown-relaxációnak nevezzük. Ilyenkor a részecske felületének a folyadék molekuláival való kölcsönhatása szabja meg az elforgathatóságot. A folyamat során a részecske felületén fellépő „súrlódás” miatt hő keletkezik. Amennyiben a részecske mint egész nem tud elfordulni a külső mágneses tér hatására (például hosszúkás részecskének nagy az alak-anizotrópiája, vagy a folyadék nagy viszkozitása miatt a részecske felülete és a folyadék között erős a kölcsönhatás), akkor a részecske beállása változatlan marad. Ekkor a mágneses momentum fordul el a mágneses térbeli potenciális energia minimalizálása érdekében. Ezt hívják Néel-relaxációnak. Ebben az esetben ahhoz, hogy a mágneses momentum kifordulhasson a minimális energiájú könnyű irányból és akár átfordulhasson az anizotrópiatengely egyik irányultságából a másikba (vagyis az egyik minimális energiájú helyzetből a másikba), energiát kell befektetni, amit a külső mágneses tér növelése biztosít. Ez az energia a másik minimális energiájú állapotba

2. ábra. Középiskolás diákokkal.





3. ábra. Nanorészecskék és borításuk szemléltetése.

gő-hordóval szemléltetett részecske forog, a hungarocellgolyók pedig a tumorsejteket modellezzik, a második képen a csónak modellezi a részecskét, amely áll, a parafadugó-hordó „momentumok” pedig forognak. A mozgás mindkét formája hőtermelést eredményezne a sejtekben.

Kezdetleges modellünkkel csak szemléltetni tudtuk a folyamat lényegét. Következő lépésként egy olyan kísérleti berendezést készítettünk, amely közvetve, grafikusán is szemlélteti, hogy a mágneses tér hőtermelésre fogható, s emiatt a nanorészecskék a lázterápia szolgálatába állíthatók.

történő átfordulás során disszipálódik (hiszterézisvesztés). Természetesen a Néel- és Brown-típusú relaxáció jelensége általában nem tisztán jelenik meg, hanem a valóságos tumorterápiás kezelésekből mindkettő jelen lehet.

Előzmények

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és National Instruments Hungary Kft. myDAQ pályázatra készült projektünkben középiskolás diákokkal kísérletet tettünk a mágnesesnanorészecske-lázterápia modellezésére, és a hőtermelő folyamat modellünkben való megjelenítésére (2. ábra).

A nanorészecskéket apró, mágnesbetétes parafadugó-hordókkal szemléltetve modelleztük az összetapadást (3. ábra). A csomósodás megakadályozására nikellborítást alkalmaztunk.

Arra is kísérletet tettünk, hogy megkülönböztessük a hőtermelés két lehetséges formáját, a Néel- és a Brown-relaxációt. A változó külső teret egy forgatott mágnessel keltettük. A 4. ábra első képén a parafadu-

Próbáljunk szemléletesek lenni!

Saját készítésű tekercseinket felhasználva, a nyugalmi indukció által létrehozott energiavesztés tanulmányozására egy transzformátort raktunk össze. A demonstrációs kísérletben nem volt közvetlen lehetőség a keletkező hőmennyiség mérésére, azonban ez nem okozhat problémát, hiszen a hőmennyiség arányos a vasmag átmágnesezése során keletkező energiavesztéssel [6].

A primer tekercs egy 500 menetes, vasmag nélküli, demonstrációs kísérletekhez használt tekercs volt, amelyet az általunk készített 120 menetes szekunder tekercsrel vettünk körbe. Egy tartóedényben erre helyeztük fel a nanorészecskék szemléltetésére szolgáló neodímium-alapú mágneses ötvözetből készült golyókat.

A primer tekercsbe vezetett váltakozó feszültség hatására változott a mágneses fluxus a tekercsben, ez a változás a szekunder tekercsben feszültséget indukált. A primer tekercsre vitt szinuszos jel torzulását figyeltük a szekunder tekercsen (5. ábra).

Az indukált feszültség a fluxus idő szerinti deriváltja. A feszültség felösszegzésével a B mágneses indukcióval arányos mennyiséget kapunk. A gerjesztő H mágneses tér az árammal arányos. A $B(H)$ függvény a hiszterézisgörbe. A hiszterézisgörbe által közrefogott terület a vasmag átmágnesezéséhez szükséges energia, az úgynevezett hiszterézisvesztés. Esetünkben minél nagyobb hővesztésre kellett törekedni a tumorsejtek elpusztításához szükséges hőmérséklet eléréséhez, ezért minél szélesebb hiszterézisgörbét vártunk.

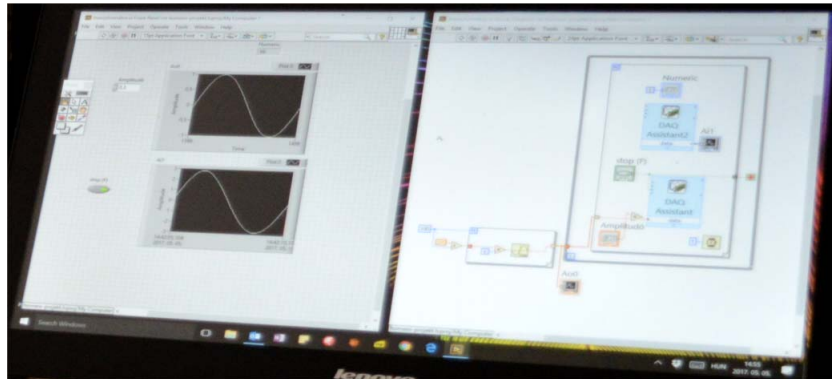
A mágneses tér lassú szinuszos változtatásához egy rövid LabVIEW programot készítettünk, amelynek

4. ábra. A Brown-, illetve Néel-relaxáció szemléltetése.



működése a grafikus adatfolyam révén nyomon követhető (6. ábra). A program analóg kimenetet és bemenetet használ, amit az adott Express VI (virtual instrument, azaz virtuális műszer) segítségével sokkal egyszerűbb konfigurálni. (Ezek beállításait interaktív módon, mindig a megfelelő párbeszédpanelen konfigurálhatjuk.) Az adatok azonnal grafikusan is megjeleníthetők. A gyorsabb jelgenerálást az Express VI-k átkonfigurálásával, illetve az automatikus kódgenerálás segítségével értük el.

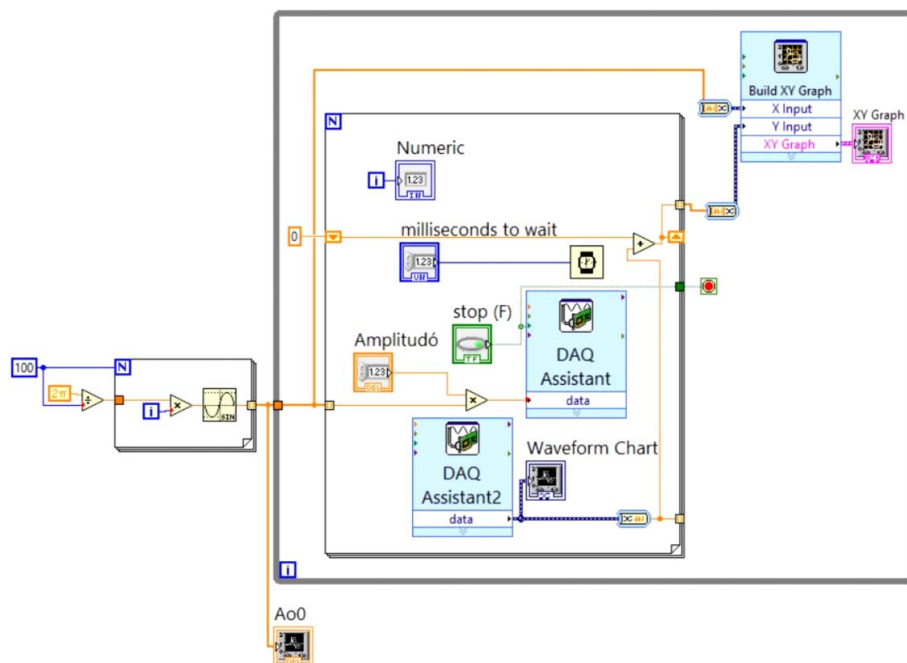
Vizsgálódásunk iránya a Brown-relaxáció volt, azaz amikor a részecske forog. A kísérleteinkben alkalmazott mágneses terek ugyanis nem voltak elég-ségesek ahhoz, hogy a neodímium-alapú kemény-mágneseket átmágnesezzék, amire pedig a momentumátfordulással járó, Néel-típusú folyamatnál szükség lett volna.



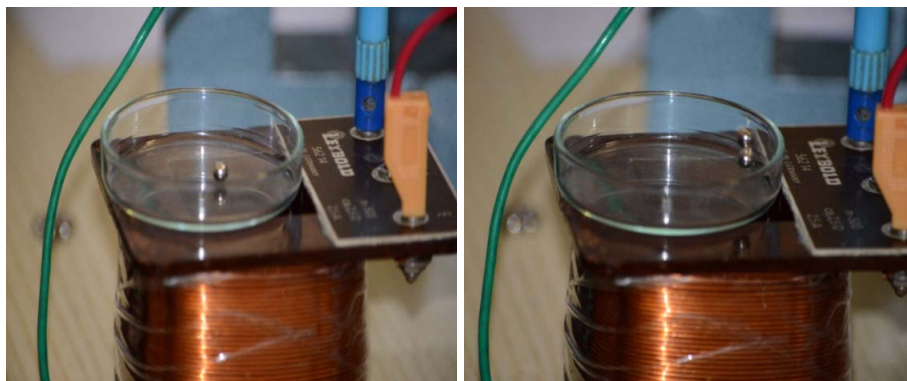
5. ábra. A transzformátor mérése.

Figyeltük a részecskék viselkedését rezgő térben, amelyet két egymásba helyezett tekercs segítségével valósítottunk meg. Rezgő térről beszélünk, ha a mágneses tér lineárisan polarizált, azaz csak egy irány mentén, a harmonikus rezgőmozgás időfüggvénye szerint változik. Forgó tér esetén a tér cirkulárisan polarizált, változása egy körmozgásnak megfelelő [1].

6. ábra. A program blokkdiagramja.



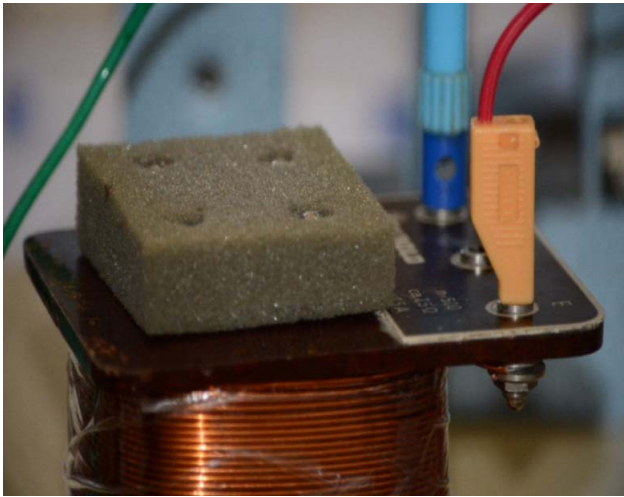
7. ábra. Balra: egy részecske mozgataása, jobbra: aggregáció mágneses térben.



Kezdetben egy, majd több neodímium-mágnes golyócskával végeztünk kísérletet. Mágneses terünk számára nem okozott gondot egy részecske megforgatása (7. ábra). Két részecskénél már szembesültünk azzal a tényvel, amely az orvosok számára is megoldandó feladat: amennyiben több mágneses részecskével dolgozunk, azok szeretnek összetapadni, láncot képezni. így viszont csökken a folyamat hőtermelésének hatékonysága.

Az összetapadás megszűntetésére számos ötletünk született. Elsőként nagy viszkozitású olajba helyeztük a golyókat. A közegellenállás azonban nem képezett olyan mértékű akadályt, hogy gátolja a részecskék csomósodását. Majd vékony gyurmalin hárttyába ültettük részecskéinket. E módszerrel azért vallottunk kudarcot, mert a „gyurmalinba ragadt” golyócskák nem tudtak forogni. Ezután vékony szivacsba fúr lyukakban ülték a részecskék. A viszonylag nagy súrlódás miatt forgást ezúttal sem tapasztaltunk (8. ábra).

Végül a plexilappal történő kísérletezésünk járt eredménnyel: a rezgő mező hatására minden golyócska forog-



8. ábra. Golyók szivacs párnába ágyazása.

ni kezdett a maga furatában. Következhetett a mérés érdemi része. A gerjesztő frekvencia függvényében

9. ábra. Plexitartó a golyók különválasztására.



10. ábra. A hiszterézisgörbe növekvő területe az energiavesztésre utal.



figyeltük a golyók mozgását, illetve a folyamat hőtermelő képességének hatékonyságát a hiszterézisgörbe újból és újból történő kirajzolásával. A túl nagy frekvencián forgó golyók kiugrását fedőlappal akadályoztuk meg (9. ábra).

Ettől kezdve a részecskéket egymástól függetlenül is tudtuk forgatni anélkül, hogy egymáshoz tapadtak volna. A tanulókkal megfigyeltük, hogy a gerjesztő tér frekvenciájának függvényében egyre erőteljesebb lett a forgás, illetve programunk segítségével kirajzoltuk a hiszterézisgörbét. Erről ugyan nem tanulunk középiskolában, de megbeszéltük, hogy a ferromágneses anyagok mágnesező hatásra tapasztalható viselkedését jellemezhetjük ezzel a görbével, amelynek területe az átmágnesezési folyamat energiavesztésére jellemző, azaz nagyobb terület nagyobb energiavesztésre utal.

A 3 Hz-es, 10 Hz-es, 100 Hz-es, illetve 1 kHz-es frekvenciával gerjesztett golyók egyre nagyobb fordulatszámmal történő forgása esetén, az átmágnesezési folyamat is egyre nagyobb energiavesztéssel járt, amelyet a hiszterézisgörbe egyre növekvő területe mutatott. Ebből arra tudunk következtetni, hogy a növekvő frekvenciával gerjesztett forgásból fokozódó hőtermelés adódik (10. ábra).

Összegzés

Egy olyan kísérleti berendezést állítottunk össze, amely bemutatja, hogy az apró mágneses részecskék külső rezgő mágneses tér hatására forgó mozgást végeznek. E forgás a sűrűdés miatt hőtermeléssel járó folyamatot, a Brown-relaxációt utánozta. A hőtermelést egy transzformátor tekercseinek hiszterézisgörbéjével tudtuk közvetve szemléltetni, ahol az energiavesztést a görbe által körbezárt terület mutatta. Nagyobb frekvenciánál a görbe területe nagyobb volt.

Munkánk során nagy segítséget jelentett az NI myDAQ eszköze, és a LabVIEW programozási nyelv. Segítségükkel a mérés, az adatfeldolgozás és a szimuláció esztétikus, gyors és egyszerű volt.

A Debreceni Egyetem és középiskolánk közötti szoros együttműködésnek köszön-

hetően rendelkezésünkre álltak az egyetemi mérőberendezések. Az elméleti háttér megalapozását a mágnesesnanorészecske-hipertermia szakértője, *Nándori István* elméleti fizikus, egyetemi docens biztosította a középiskolás diákoknak [6–8].

Irodalom

1. Rácz Judit, Nándori István: Lázterápia mágneses nanorészecskével. *Fizikai Szemle* 64 (2014) 298.
2. https://dea.lib.unideb.hu/dea/bitstream/handle/2437/241157/FILE_UP_0_Racz_NandoriI.pdf?sequence=1
3. Giber János, Sólyom András, *Kocsányi László: Fizika mérnököknek I–II. A műszaki fizika alapjai.* Műegyetemi Kiadó, Budapest, 1999.
4. C. S. S. R. Kumar, F. Mohammad, *Advanced Drug Delivery Reviews* 63 (2011) 789.
5. E. A. Périco, G. Hemery, O. Sandre, D. Ortega, E. Garaio, F. Plazaola, F. J. Teran: Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia. *Appl. Phys. Rev.* 2 (2015) 041302.
6. P. F. de Châtel, I. Nándori, J. Hakl, S. Mészáros, K. Vad: Magnetic particle hyperthermia: Néel relaxation in magnetic nanoparticles under circularly polarized field. *J. Phys. Condens. Matter* 21 (2009) 124202.
7. J. Rácz, P. F. de Châtel, I. A. Szabó, L. Szunyogh, I. Nándori: Improved efficiency of heat generation in nonlinear dynamics of magnetic nanoparticles. *Phys. Rev. E* 93 (2016) 012607.
8. Zs. Iszály, K. Lovász, I. Nagy, I. G. Marián, J. Rácz, I. A. Szabó, L. Tóth, N. F. Vas, V. Vékony, I. Nándori: Efficiency of magnetic hyperthermia in the presence of rotating and static fields. *J. Magn. Magn. Mater.* 466 (2018) 452.

SZABADON ELÉRHETŐ, ONLINE ANYAGOK A KÖZÉPISKOLAI FIZIKA TÁVOKTATÁSÁHOZ

Az ELTE Fizika tanítása PhD programja és az MTA–ELTE Fizika Tanítása Kutatócsoport fejlesztésében

Az ELTE „Fizika tanítása” doktori programja és az annak bázisán működő MTA–ELTE Kutatócsoport évek óta dolgozik azon, hogy a PhD munkák és a kutatócsoportban folyó kutatások közoktatásban használható eredményeit széleskörűen hozzáférhetővé tegye minden gyakorló fizikatanár számára. Az új oktatási rend segítségére hasznos lehet, ha erre ismételen felhívjuk a kollégák figyelmét.

A doktori program *Közkinccs*¹ (<http://fiztan.phd.elte.hu/kozkinccs>) oldalán a szakfolyóiratokban megjelent *magyar*² (<http://fiztan.phd.elte.hu/kozkinccs/magypub>) és *angol*³ (<http://fiztan.phd.elte.hu/english/student>) nyelvű közleményei mellett *oktatási segédanyagok*⁴ (<http://fiztan.phd.elte.hu/kozkinccs/szakmhallg>), valamint a tanári munkát segítő, ugyanakkor középiskolások által is használható *e-learning anyagok*⁵ (<http://fiztan.phd.elte.hu/kozkinccs/elearning>) található. Az eredmények két nagy csoportját ajánljuk kollégáink figyelmébe.

Új tananyagok

Kiemelten fontosnak tartjuk, hogy a társadalom számára fontos kérdések (klímaváltozás, környezetvédelem, megújuló energiaforrások, robotika stb.) fizikai vonatkozásainak tárgyalásához közvetlenül használható tananyagokat kínáljunk, amelyek szak-

mailag illeszkednek a középiskolai szinthez, módszertanukban pedig követik a korszerű trendeket. Az elkészült és kipróbált szakanyagok, a teljesség igénye nélkül:

- A globális változások fizikai háttere: milyen mozgások történhetnek a *forgó Földön*⁶ (<http://theorphys.elte.hu/fiztan/Coriolis/>)?

- Környezetszennyezés: hamuterjedés általunk tervezett *vulkánkitörésből*⁷ (<http://theorphys.elte.hu/fiztan/volcano/#edu>).

- Környezetvédelem: a *zaj és zajszenyezés fizikai háttere*⁸ (<http://www.karinthy.hu/home/grofandrea/zajszenyezés>).

- A jövő energiái: *energiaellátás és megújulók*⁹ (<http://www.arpadgimnazium.hu/wp-content/uploads/2019/09/Energetika-a-kozepiskolak-szamara.pdf>).

- Az információs technológia alapjai: *félvezetőről*¹⁰ (<http://www.felvezetok.hu>) középiskolások számára.

- Robotika alapjai: *mérések szenzorokkal*¹¹ (<https://pilath.wordpress.com/a-szenzor-csoport-meresi-javaslati-kozepiskolasoknak>).

- Komplex, előre jelezhetetlen rendszerek: bevezetés a kaotikus jelenségek világába *kísérletek*¹² (<http://theorphys.elte.hu/fiztan/chaos>) és *számítógépes szimulálás*¹³ (http://fiztan.phd.elte.hu/kutcsop/munkacsoportok/modern/Duffing_DS/Duffing-oszcillator_DS.pdf) alapján.



• A fizika felépítése és alapfogalmai a tanításban: e-jegyzet a *fizika szakmódszertanáról*¹⁴ (<http://fiztan.phd.elte.hu/kozkinsc>).

• Moduláris szerkezetű, kísérleti *e-tankönyv a hullámtanról*¹⁵ (<http://theorphys.elte.hu/fiztan/kiserleti-tankonyv>).

• Útban a kvantumszámítógépek felé: *elemi kvantummechanikai ismeretek*¹⁶ (<http://theorphys.elte.hu/fiztan/kvantummechanikus>).

Az iskolai fizikatanítás hatékonyságát segítő új módszerek

• Modern csillagászati példatár középiskolásoknak, *I. kötet*¹⁷ (http://csodafizika.hu/fiztan/kutcsop/munkacsoportok/kornyezet/csillagaszat_fgy.pdf), *II. kötet*¹⁸ (<http://csodafizika.hu/fiztan/kutcsop/munkacsoportok/kornyezet/urfizika.pdf>) és a példatár *III. kötet*¹⁹ (<http://www.karinty.hu/home/grofandrea/csillagaszat3.pdf>).

• Az *autózás fizikájának*²⁰ (<http://fiztan.phd.elte.hu/pdf/auto.pdf>) elemi szintű feldolgozása.

• Módszertani ajánlás a *hőpumpák*²¹ (<http://fiztan.phd.elte.hu/kutcsop/munkacsoportok/kornyezet/heatpumps.pdf>) és termodinamikai megalapozásuk tanítására.

• Számítógépes *mozgásszimulációs program alkalmazása*²² (<https://drive.google.com/file/d/1CMm63sn526lbr7zok7T3pptI8BQk1CK6/view>) a kinematika és a newtoni dinamika tanításában (szakanyag, nagymintás oktatási kísérlet).

• Játékos módszer kidolgozása a *részecskefizika alapfokú iskolai tárgyalására*²³ (https://indico.cern.ch/event/752438/contributions/3474988/attachments/1870078/3076864/Reszecskefizika_bevezeto.pdf).

• *Szabaduló szoba alkalmazása*²⁴ (<http://fiztan.phd.elte.hu/kozkinsc/magypub/pub/kiserletek/szabaduloszoba.pdf>) a fizika népszerűsítésére és a tananyag elmélyítésére.

A számunkra elsődleges magyar nyelvű fejlesztés mellett anyagaink egy részét hozzáférhetővé tettük angol nyelven. Természetesen semmi sem végeleges, ezért majd örömmel várjuk az anyagokat használó kollégák tapasztalatait és módosító javaslatait.

A Doktori Program és a Kutatócsoport résztvevői



A koronavírus-járvány miatt a 2020. évi FIZIKATANÁRI ANKÉT ÉS ESZKÖZBEMUTATÓ sajnos elmaradt, de elkészült ELŐADÁSÁT, bemutató KÍSÉRLETÉT – akár rövid videómelléklettel –, POSZTERÉT A SZEMLÉBEN megjelenő cikk formájában OSSZA MEG KOLLÉGÁIVAL!

**Köszönettel,
a szervezők**



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 kiadó Groma István főtítkár, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.

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

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

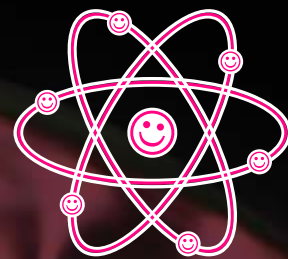
Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.

Megjelenik havonta (nyáron duplaszámmal), egyes szám ára: 1000.- Ft (duplaszámé 2000.- Ft) + postaköltség.

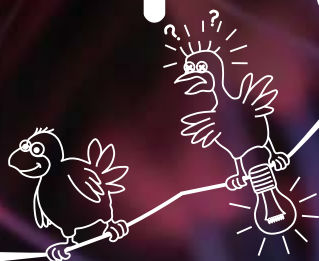
HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és HU ISSN 1588–0540 (online)



Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szervezésében



2020.
ÁPRILIS
24-25. | A FIZIKA
MINDENKIÉ 6.0



**KORONA VIRUS - JÁRVÁNY
MIATTI HALASZT JUK,
DE NEM HAGY JUK KI!**

A fizika mindenkié 2020-ban is! A tiéd, miénk és mindenkié. Fizikázz a tanároddal, barátaiddal, szüleiddel; végezz kísérletet vagy építs új eszközt, hallgass vagy szervezz előadást! E két napban szóljon minden a fizikáról!

Vegyél részt, regisztráld a programod és ünnepeljük együtt a fizika kérdéseit és csodás eredményeit! Hiszen a fizika segítségével adunk választ számos, a társadalmat érintő problémára, pl. energia, közlekedés, kommunikáció, környezetvédelem; amelyek mindannyiunk életét befolyásolják.

Mert a FIZIKA MINDENKIÉ!

Információért látogass el weboldalunkra:

AFIZIKAMINDENKIE.KFKI.HU

Támogatók:

