

fizikai szemle

A dramatic image of a space debris field. A bright blue-white light source, likely the sun, is positioned in the upper center, creating a strong lens flare and illuminating a vast field of dark, irregularly shaped debris floating in space. The debris includes various fragments of metal, plastic, and other materials, some of which are clearly identifiable as electronic components like capacitors and circuit boards. The background is a deep black, suggesting the void of space.

2020/5



Iglói Ferenc



Szabó Gábor



Csanád Máté



Tóth Lajos

Állami kitüntetések március 15. alkalmából

Széchenyi-díj

kitüntetésben részesült *Iglói Ferenc*, a fizikai tudomány doktora, a Wigner Fizikai Kutatóközpont Szilárdtestfizikai és Optikai Intézetének tudományos tanácsadója, a Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Tanszékének egyetemi tanára a soktestrendszeres kollektív viselkedésének statisztikus fizikai vizsgálata terén elért nagy jelentőségű, nemzetközileg is széles körben elismert kutatási eredményei, valamint iskolateremtő tudományos munkája elismeréseként.

Magyar Érdemrend középkeresztje polgári tagozata

kitüntetést érdemelte ki *Szabó Gábor* fizikus, az MTA rendes tagja, a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének egyetemi tanára, volt rektora az egyetem rektoraként végzett kimagasló színvonalú munkája, valamint nemzetközileg is elismert kutatói-oktatói, illetve sikeres tudományszervezői tevékenységéért.

Magyar Érdemrend lovagkeresztje polgári tagozata

kitüntetést kapta *Csanád Máté* fizikus, az Eötvös Loránd Tudományegyetem Atomfizikai Tanszékének habilitált egyetemi docense, a PHENIX-Magyarország és a STAR-Magyarország kutatócsoportok tudományos vezetője, a CMS-ELTE kutatócsoport tagja a nagyenergiás nehézion-, illetve a részecskefizika területén elért eredményei, valamint tudományos közéleti és egyetemi oktatói tevékenysége, valamint

Tóth Lajos, az Energiatudományi Kutatóközpont Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézete Vékonyréteg-fizikai Osztályának tudományos főmunkatársa az elektronmikroszkópos szerkezetvizsgálatok terüle-

tén folytatott kiemelkedő színvonalú kutatásai és azok eredményeinek ipari alkalmazása érdekében végzett munkája elismeréseként.

Magyar Érdemrend tisztikeresztje polgári tagozata

kitüntetéssel ismerték el *Lábár János László*, az MTA doktora, az Energiatudományi Kutatóközpont Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézete Tudományos Tanácsának elnöke, az Eötvös Loránd Tudományegyetem Anyagfizikai Tanszékének egyetemi docense elektron-diffrakciós módszerek kvantitatív kiértékelése terén végzett kutatómunkája, kidolgozott módszerei és több évtizedes egyetemi oktatói tevékenységét.

Az MTA kitüntetései

Akadémiai Díj

Bajnok Zoltán, az MTA doktora, a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos tanácsadója és

Takács Gábor, az MTA doktora, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Elméleti Fizika Tanszék egyetemi tanára az alacsony dimenziós kvantummező-elméletek megoldásai terén elért, nemzetközi szinten is kimagasló munkájuk, valamint a tudományos közéletben végzett kiemelkedő tevékenységük elismeréseként megosztott Akadémiai Díjban részesült.

Arany János-életműdíj

Kuti Gyula, az MTA külső tagja, a University of California San Diego tanára modern magyar részecskefizikai kutatások elindításában játszott kiemelkedő szerepét, kutatógenerációk kinevelését és a kvantumtérelméleti kutatások élvonalában végzett kimagasló munkáját ismerték el a díjjal.

Lábár János László



Bajnok Zoltán



Takács Gábor



Kuti Gyula





A 2020/5 SZÁM ELÉ

Wiedemann tanár úr cikkében olvashatjuk a 172. oldalon: „Előterbe állítjuk az alkalmazott tanítás-módszertani elveket, másrészt a választott fizikai problémák elemzésével igyekszünk rámutatni e szakmódszertani elvek érvényesítésére. Bizonyos matematikai részek elhagyhatók.” Ezt a szemléletmódot akár használati útmutatóként is ajánlhatjuk a *Fizikai Szemle* ezen számához. Az utóbbi időben ugyanis kaptunk olyan szemrehányásokat Olvasóinktól, amelyek szerint a közölt szakmai cikkek részletei a más területeken dolgozók számára nem, vagy nem teljesen követhetők. (A kritikai észrevételeket természetesen mindig köszönettel vesszük, nagy segítséget jelentenek.) Igyekszünk tartani magunkat ahhoz, hogy „a *Fizikai Szemle* hangsúlyozottan szakmai tudományos ismeretterjesztő folyóirat, amelyben egy fizikus vagy fizikatanár számára érthető módon kapnak helyet a fizika és a rokon tudományok legújabb eredményei, valamint a fizikatörténettel és a fizika tanításával foglalkozó értékes írások. A leadott írások ne vesszenek el a tárgyalt témakör részleteiben, az általános színvonal legyen érthető. Kérjük továbbá szerzőinket, hogy a matematikai levezetések közlésétől tekintsenek el.” (Idézet a <http://fizikaiszemle.hu/szerzoknek.pdf> *Szerzőink figyelmébe* című útmutatásból.) Ugyanakkor feladatunknak tekintjük azt is, hogy a hazai kutatóhelyeken folyó munkát és a legérdekesebb, legaktuálisabb eredményeket bemutassuk. Bízunk benne, hogy ezekről akkor is hasznos és érvényes benyomásokat szerezhettek Olvasóink, ha esetleg a részleteket nem mindenhol követik, arra ugyanis minden esetben ügyelünk, hogy az egyes cikkekben az eredmények úgy jelenjenek meg, hogy a téma szélesebb tudományos beágyazottsága is bemutatásra kerüljön. Ezért szerzőinket mindig arra kérjük, hogy a bemutatandó területet úgy vigyék közel a *Fizikai Szemle* fizika iránt általánosságban érdeklődő olvasóihoz, hogy az érthető is legyen, kapcsolódjon az olvasó feltételezhető fizikai ismereteihez és megérthető legyen belőle, hogy a kutatás mennyiben járul hozzá a fizika fejlődéséhez.

Mindezeket előre bocsátva ajánlom Olvasóink figyelmébe a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadások alapján született négy cikkünket, amelyek a fizika négy különböző területén (magfizika, sugárvédelem, részecskefizika és lézerfizika) született színvonalas kutatások eredményeivel ismertetnek meg. Kétségtől könnyebb, de nem kevésbé fontos olvasmány *Sliz-Balogh Judit* és szerzőtársa kétrészes cikkének első része az űrszemét keletkezéséről és jellemzőiről.

„A fizika tanítása” rovatunkban Wiedemann László már említett írásában az általános módszertani elvek érvényesülésére mutat példákat kidolgozott feladatokon keresztül. Végül az Általános Iskolai Szakcsoport három tanárnőjének évente rendszeresen jelentkező írása a jelentős hagyományra visszatekintő Öveges-fizikaverseny legutóbbi döntőjének részleteiről számol be.


Lendvai János
főszerkesztő

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Matematikai és Fizikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

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:
Fantáziarajz a világűrben keringő, különféle eredetű maradványokról, az űrszemétről (©ESA, Spacejunk3D, LLC), lásd az írást a 167–172. oldalakon.

TARTALOM

- Lendvai János:* A 2020/5 szám elé 145
- Kruzsicz Bernadett, Kuti István, Kunné Sobler Dorottya, Timár János:* 147
Kísérleti bizonyíték a ^{105}Pd atommag imbolygó forgására
A cikkben leírt kísérlet megerősíti a 100 körüli nukleont tartalmazó atommagok eddig kísérletileg nem bizonyított imbolygó forgását.
- Füri Péter:* A légzőrendszer radonleányelemek bomlásából származó 153
sugarterhelésének modellezése
A környezeti levegőben lévő aeroszolrészecskék felszínéhez tapadt radonleányelemek alfa- és béta-bomlása a rákkeltő természetes eredetű sugarterhelés fő forrása.
- László András, Zimborás Zoltán:* Általános relativisztikus effektusok 159
spinpolarizált részecskenyalábokban
A következő években elvégezhető befagyasztott spinű tárológyűrűs kísérlet egy eddig nem tesztelt tartományban ellenőrizhetné az általános relativitáselméletet.
- Gombkötő Ákos, Varró Sándor, Mati Péter, Földi Péter:* Kvantált 163
elektromágneses térrel keltett felharmonikusok
A bemutatott elméleti vizsgálatok a lézertechnológiai szempontból is fontos nagy intenzitású fény és anyag közötti kölcsönhatás fizikai hátterének megértéséhez járulnak hozzá.
- Slíz-Balogh Judit, Horváth Gábor:* Az űrszemét égi mechanikája 167
– 1. rész: Az űrszemét keletkezése és jellemzői
Az űrszemét sűrűsége egyes övezetekben elérte azt a kritikus értéket, ami már az űrhajózást és a távközlést is veszélyezteti.

A FIZIKA TANÍTÁSA

- Wiedemann László:* Módszertani eljárások a fizikatanításban 172
– feladatokon keresztül bemutatva
Módszertani elvek ismertetése és érvényesítése konkrét feladatok megoldásában.
- Lévainé Kovács Róza, Tasi Zoltánné, Tóth Zsuzsanna:* XXIX. Öveges 176
József Kárpát-medencei Fizikaverseny
Az évente megrendezett versenyről szóló beszámoló a feladatok ismertetésével és a versenyzők teljesítményének értékelésével.

HÍREK – ESEMÉNYEK

- Kitüntetések 145

- J. Lendvai:* Introduction to the 2020/5 issue
B. Kruzsicz, I. Kuti, D. Kun-Sobler, J. Timár: Experimental evidence for the oscillatory rotation of the ^{105}Pd nucleus
P. Füri: Modeling of radial exposure of the respiratory system from radon progenies
A. László, Z. Zimborás: General relativistic effects in spin-polarized particle beams
Á. Gombkötő, S. Varró, P. Mati, P. Földi: High-order harmonic generation by a quantized electromagnetic field
J. Slíz-Balogh, G. Horváth: Celestial mechanics of space garbage – Part 1: Production and characteristics of space garbage

TEACHING PHYSICS

- L. Wiedemann:* Methodological procedures in physics teaching presented through problems
R. Lévai-Kovács, Z. Tasi, Zs. Tóth: XXIXth József Öveges Physics Competition of the Carpathian Basin

EVENTS

Awards

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



KÍSÉRLETI BIZONYÍTÉK A ^{105}Pd ATOMMAG IMBOLYGÓ FORGÁSÁRA

Kruzsicz Bernadett, Kuti István, Kunné Sohler Dorottya, Timár János
Atommag Kutató Intézet, Debrecen

A legújabb magszerkezet-kutatásokban jelentős szerepet kap az egzotikus atommagok és magállapotok tanulmányozása, amelyek előállítására és vizsgálatára technikai okok miatt a korábbiakban kevésbé volt lehetőség. Azonban napjainkban oly mértékben fejlődnek a kísérleti berendezések, hogy az ezekkel kapcsolatos magszerkezeti kutatásokra egyre több lehetőség nyílik. Ilyen például a különböző szimmetriasértések vizsgálata, az erősen neutrondús vagy neutron-szegény atommagok gerjesztett állapotainak felderítése, vagy a különleges magalakokhoz tartozó új mozgásformák kimutatása, mint a jelen cikkben tárgyalt háromtengelyűen deformált atommaghoz tartozó imbolygó forgómozgás.

Az atommagot kétféle részecske alkotja [1], ezek a protonok és a neutronok, együttes nevükön nukleonok. A nukleonok számát az atommag tömegszáma adja meg, míg a protonok számát a periódusos rendszertől a rendszámot kiolvastva tudhatjuk meg.

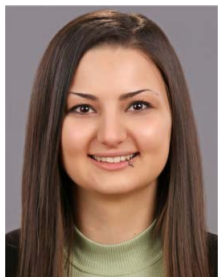
Ezen parányi részecskék világában a kvantummechanika törvényei uralkodnak. A nukleonok között ható nagyon rövid hatótávolságú, de rendkívül erős kölcsönhatás, a magerő tartja össze az atommagot, amelynek nincs éles határfelülete, hanem egy vékony, csökkenő sűrűségű átmeneti réteg határolja. Ez a kis-élosmosódott felszínű atommagalak azonban nem

merev, hanem elég képlékeny. Ha változtatjuk az atommag energiáját, akkor az alak viszonylag könnyen megváltozik. Az atommagot általában gömb alakúnak gondoljuk, de számos vizsgálat kimutatta, hogy lehet megnyúlt (szivar alakú), belapult (zsemle alakú) vagy akár körtéhez hasonló is.

Az atommag gerjesztett állapotai

Amikor egy alapállapotban lévő atommagot egy részecskével, például protonnal meglövünk, akkor növeljük az atommag energiáját, azaz gerjesztett állapotba kerül. Az energia és a forgást jellemző perdület nem lehetnek akármekkora, csak meghatározott, diszkrét értékeket vehetnek fel. Ezek a diszkrét energiával és perdülettel rendelkező gerjesztett állapotok azonban nem stabilak, bomlásuk során az atommag γ -sugárzást bocsát ki. Ennek következtében kisebb energiájú gerjesztett állapotba, vagy akár egyenesen az alapállapotba kerül. Az említett γ -sugárzás elektromágneses sugárzás csakúgy, mint a látható fény, de a γ -sugárzás során kilépő fotonok energiája sokkal nagyobb, mint a látható fény tartományába eső fotonok energiája. Ezek a γ -kvantumok a kvantummechanikai perdületegység ($\hbar$) többszörösét „vihetik el”, vagyis ennyivel változtathatják meg az atommag perdületét. A maximálisan $L = 1, 2, 3\hbar$ perdületet elvivő γ -sugárzást rendre dipól-, kvadrupól-, oktapólsugárzásnak nevezzük [2]. A perdületmegmaradás miatt L

Bemutatásra került a 2019. évi Fizikus Vándorgyűlésen. Az eredményekhez kapcsolódó kutatásokat a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alap a K128947 és a PD124717 pályázati programok finanszírozásával, valamint az Európai Regionális Fejlesztési Alap GINOP-2.3.3-15-2016-00034 projektje támogatta.



Kruzsicz Bernadett fizika, BSc. Kutatómunkáját az Atommagkutató Intézet Magfizikai Laboratóriumában végzi. A forgó atommagok jelenségei iránti érdeklődése a BSc szakdolgozati munkája során alakult ki, amelyhez kapcsolódó TDK munkájával a 2017. évi XXXIII. OTDK Magfizika al szekciójában különdíjat kapott. Ennek a továbbfejlesztésével születtek a jelen eredmények és ezt a munkát tervezi továbbvinni az MSc diplomamunkájában is.



Kunné Sohler Dorottya fizikus (PhD, 1997) az Atommagkutató Intézet tudományos főmunkatársa. Kutatási témája főleg az $A \sim 100$ tömegszám környéki atommagok szerkezetének vizsgálata és a héjazárdások tanulmányozása neutrontöbbletes könnyű atommagokban gamma-spektroszkópiai módszerekkel. Az intézetben a radioaktív nyalábokon végzett kísérletek koordinátora.



Kuti István fizikus (PhD, 2009), az Atommagkutató Intézet tudományos munkatársa, az NKFIH kiválósági program posztdoktora. Kutatási témája főként az $A \approx 100$ és $A \approx 130$ tömegszám-tartomány atommagjainak magszerkezeti vizsgálata gamma-spektroszkópiai módszerekkel. A DIAMANT töltött részecske-detektorrendszer felelőse.



Timár János fizikus, az MTA doktora, az Atomki tudományos tanácsadója. Kutatási területe az atommagok szerkezetének kísérleti vizsgálata főleg gamma-spektroszkópiai módszerekkel. Ezen belül fő érdeklődési területe a deformált atommagok forgása, illetve a forgás és más gerjesztési módok kölcsönhatása által kiváltott jelenségek tanulmányozása.

1. táblázat A γ -sugárzásokra érvényes és számunkra releváns szabályok összefoglaló táblázata				
maximális perdületváltozás (ΔJ)	a kezdeti és a végállapot közötti paritásváltozás			
	van: $\pi_i \pi_k = -1$		nincs: $\pi_i \pi_k = +1$	
	átmenet	megengedett lehetséges bekeveredés	átmenet	megengedett lehetséges bekeveredés
1	E1	M2	M1	E2
2	M2	E3	E2	M3
3	E3	M4	M3	E4

tében, felhasználva a γ -sugárzások energia- és intenzitásmérlegét, a vizsgált izotóp gerjesztett állapotainak rendszere felépíthetővé válik.

Addig, amíg az atommag gerjesztett állapotban van, az alapállapothoz képesti többletenergíát valamilyen mozgás segítségével tárolja. Ez a mozgás lehet például az atommag felszínének vibrálása, vagy a nem gömbszerű atommagok esetén a forgás. Az adott mozgásformához tartozó gerjesztett állapotok energia- és perdületértékei, valamint a legerjesztődésük során kibocsátott γ -sugárzások tulajdonságai az adott mozgásformára – ami összefügg az atommag alakjával is – jellemzők. Tehát a legerjesztődés során kibocsátott γ -sugárzások kísérleti vizsgálatával információt nyerhetünk az atommagok speciális mozgásformáiról és alakjáról.

értékét az atommag kezdeti állapotának J_k és végállapotának J_v perdülete a következő módon korlátozza: $|J_k - J_v| \leq L \leq J_k + J_v$. Az egyes típusú γ -sugárzásokat meghatározott szögeloszlás jellemzi abban az esetben, ha irányított perdületű atommagból lépnek ki. A kibocsátott γ -sugárzás megváltoztathatja az atommagállapotok egy másik jellemzőjét is, a paritást. Az állapot paritása a kvantummechanikai hullámfüggvény páros (szimmetrikus) vagy páratlan (antiszimmetrikus) voltát jelenti a koordinátatengelyek origóra való tükrözésére nézve. A páros hullámfüggvényhez tartozó π paritás +1, míg a páratlanhoz tartozó paritás -1. Azokat a γ -kvantumokat, amelyek a $\pi_k \pi_v = (-1)^L$ összefüggés szerint változtatják meg az atommag paritását elektromos sugárzásnak, míg a $\pi_k \pi_v = (-1)^{L+1}$ szerinti változást eredményezőket mágneses sugárzásnak nevezzük, ahol a π_k a kezdő állapot, π_v pedig a végállapot paritását jelenti. Ezek az elnevezések összhangban vannak azzal a ténnyel, hogy az elektromos típusú sugárzásokat az atommagban az elektromos töltések, míg a mágneses típusú sugárzásokat az áramok vagy mágneses dipólmomentumok keltik. Mindezek alapján megkülönböztetünk $L = 1, 2, 3\hbar$ perdületet elvivő E1, E2, E3 elektromos, illetve M1, M2, M3 mágneses sugárzásokat. A γ -kibocsátások valószínűsége az elméleti számítások alapján a $T(E1) > T(M1) > T(E2) > T(M2) > T(E3) > T(M3)$ egyenlőtlenségeknek tesz eleget. Az egyes γ -átmenetek multipolaritása valamilyen valószínűséggel keveredhet. Ezen bekeveredési valószínűségek aránya a keveredési arány. Általában az átmenetek 1, 2 vagy $3\hbar$ perdületet visznek el. Ezekre az 1. táblázatba foglalt szabályok érvényesülnek.

A detektált gamma-sugárzás energiája jó közelítéssel az atommag két gerjesztett állapota közti energiakülönbség. Amennyiben ismerjük, hogy mely γ -sugárzások tartoznak egy bomlási kaszkádba, meghatározhatjuk az őket kibocsátó állapotok energiáit. Az ilyen γ -kaszkádok teljes kibocsátási ideje néhány pikoszekundumtól néhány nanoszekundumig terjed, ezért az egy bomlási kaszkádba tartozó γ -sugárzások közel egyidejűleg érkeznek a detektorokba, vagyis koincidenzában állnak egymással. Mivel a kísérletben ennél nagyságrendekkel több idő telik el az egyes atommagok gerjesztései között, ezért a különböző atommagokból jövő γ -sugárzások viszont nincsenek koincidenzában egymással. A γ - γ koincidenziakapcsolatok ismere-

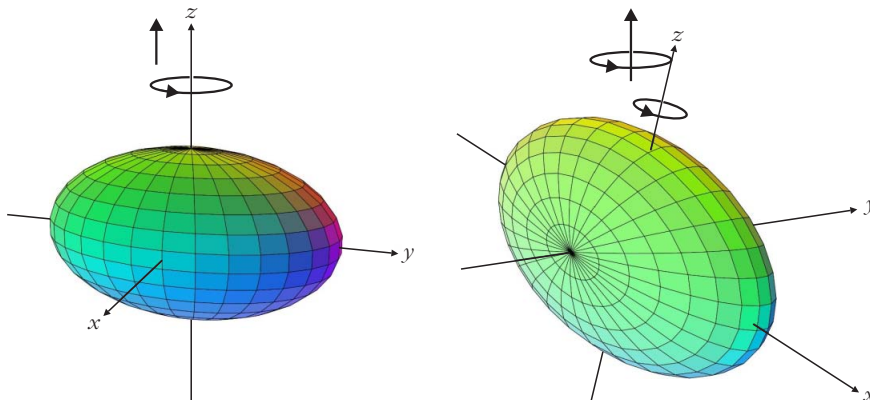
gásformához tartozó gerjesztett állapotok energia- és perdületértékei, valamint a legerjesztődésük során kibocsátott γ -sugárzások tulajdonságai az adott mozgásformára – ami összefügg az atommag alakjával is – jellemzők. Tehát a legerjesztődés során kibocsátott γ -sugárzások kísérleti vizsgálatával információt nyerhetünk az atommagok speciális mozgásformáiról és alakjáról.

Az atommag forgása

Az atommagfizika egyik alapvető modellje, a héjmodell [3] szerint a protonok és a neutronok a többi nukleon átlagerében, diszkrét energiaszintekhez tartozó úgynevezett pályákon mozognak, amelyek héjakba rendeződnek. A legkülső héj általában csak részben betöltött. Ezeket a nukleonokat nevezzük valencianukleonoknak, és ezek határozzák meg az atommag alakját, lehetséges állapotait és az ezekhez tartozó energiaszintet, perdületet, paritást stb. Kis gerjesztési energiáknál a valencianukleonok nagy része nulla perdületű proton-proton vagy neutron-neutron párokban kötött. Azokban az atommagokban, amelyekben elegendő számú valencianukleon van, deformáció alakul ki.

A kvantummechanika törvényei szerint csak a deformált atommagok foroghatnak, mivel egy gömbszimmetrikus kvantummechanikai rendszer térbeli elforgatása nem eredményez új állapotot. A nem gömbszimmetrikus atommagok többsége közelítőleg forgási ellipszoid alakú (szivaralak), és a szimmetriatengelyre merőleges tengely körül foroghatnak, amely forgástengely a térben állandó és iránya egybeesik a perdületvektorával.

Ha az atommag deformált, akkor a mag egésze foroghat és egy belső állapothoz (konfigurációhoz) a forgási sebességtől függően több energiaszint is tartozik. Így egy belső állapothoz egy energiaszint-rendszer tartozik, amit forgási sávnak nevezünk. A forgási sávban meghatározott összefüggés áll fenn az energia és a perdület között: $E \sim J(J+1)$. Ez analóg a klasszikus mechanikában ismert törvényszerűséggel. Általában a forgási sávban az egymást követő állapotok közötti perdületkülönbség $1\hbar$, viszont az állapotok két csoportra oszlanak, ahol a nívóenergiák mindegyik csoportban közelítőleg követik az $E \sim J(J+1)$



1. ábra. Az atommag forgásának sematikus ábrázolása. Bal oldalon a forgási ellipszoid alakú atommag térben rögzített (z) tengely körüli forgása, jobb oldalon pedig a háromtengelyűen deformált atommag imbolygó forgása, amelyben a (z) forgástengely körbeforgó a térben rögzített perdületvektor körül.

szabályt, de a csoportok nívóenergiái egymáshoz képest el vannak tolódva. Az egyes csoportokon belül az állapotok perdületei $2\hbar$ -sal növekednek és E2 átmenetekkel egymásba bomlanak. Egy-egy ilyen csoport alkot egy E2 forgási sávot. Az egyik csoport a másik úgynevezett szignatúrapartner-sávja.

Az atommag imbolygó forgó mozgása

Az atommagelméletek szerint bizonyos neutron- és protonszám-tartományba tartozó atommagok alakja nem forgási, hanem háromtengelyű ellipszoid, vagyis három irányban különböző mértékben megnyúlt alakú. Az ilyen atommagok bonyolultabb forgást is végezhetnek: gyorsan forognak az egyik főtengely körül, és ez a forgástengelyük lassabban körbefordul a térben állandó perdületvektor körül. Ezt nevezzük imbolygó forgásnak [4], ez látható az 1. ábra jobb oldalán.

Ez a mozgásforma némileg hasonló a Föld forgástengelyének állócsillagokhoz képesti elfordulásához. Egy ennél könnyebben megfigyelhető, hasonló példa, amikor a felhúzott bűgocsiga vagy a pörgettyű a forgástengelye körül forog, közben pedig maga a forgástengely is lassan körbe-körbe forog.

Az atommagban az imbolygást a forgástengely kvantummechanikai vibrációjával írjuk le, amelyhez az n vibrációs kvantumszámmal jellemzett diszkrét energiaértékek tartoznak. Így az imbolygó forgást végző atommag gerjesztési energiaspektrumában több azonos paritású E2 forgási sáv tartozik egy konfigurációhoz. Ezek az n vibrációs kvantumszámokban különböznek úgy, hogy az eggyel nagyobb kvantumszámhoz tartozó állapothoz nagyobb energia és egy egységgel nagyobb perdület tartozik. A legkisebb, $n = 0$ -val jelzett kvantumszámhoz az úgynevezett yrast-sáv tartozik. Ezt a sávot yrast-állapotok építik fel. Az yrast-állapot egy adott perdülethez tartozó legkisebb energiájú állapot, tehát az yrast-sáv a legkisebb energiájú sáv. Az egymás utáni n kvantumszámokhoz tartozó sávok megfelelő állapotai egy egységnyi perdülettel különböznek egymástól, így a nagyobb n kvan-

tumszámú (és nagyobb energiájú) állapot $\Delta J = 1, M1 + E2$ (mágneses dipól + elektromos kvadrupól) γ -átmenettel bomlik a kisebb kvantumszámú állapotba. Ez alapján az $n = 1$ sáv mind energiájában, mind bomlási tulajdonságában hasonlít az $n = 0$ (yrast) sáv szignatúrapartner-sávjára, amely forgási ellipszoid alakú atommagoknál is várható. A különbség köztük a γ -átmenet M1 és E2 multipolaritásának keveredési arányában van. Míg a szignatúrapartner-sáv $\Delta J = 1$ γ -átmenete főleg M1 multipolaritású kis E2 bekeveredéssel, addig az

$n = 1$ imbolygó forgási sáv átmenete éppen ellenkezőleg, főleg E2 multipolaritású kis M1 bekeveredéssel.

Korábbi irodalmi eredmények az atommagok imbolygó forgó mozgására

Ezidáig nagyon kevés atommagban mutatták ki az imbolygó forgást. Az atommag imbolygó forgó mozgásának első kísérleti bizonyítékát a páratlan protonszámú ^{163}Lu ($Z = 71$) atommagban találták [5], később a ^{161}Lu , ^{165}Lu , ^{167}Lu atommagokban, továbbá a ^{167}Ta ($Z = 73$) atommagban is kimutatták, mindegyik esetben az erősen deformált, háromtengelyű, proton $i_{13/2}$ héjmodell-konfigurációjú sávokban. A közelmúltban a ^{135}Pr ($Z = 59$) atommagban bizonyították be kísérletileg e mozgás megjelenését [6], ahol az imbolygó forgási sáv konfigurációja proton $h_{11/2}$. Ezek mind olyan atommagok, amelyekben a proton- és neutronpárokból álló magtörzson kívül egy proton található. Az ilyen, a magtörzson kívül egy párosítatlan részecskét tartalmazó atommagok imbolygó forgása az elmélet szerint kétféle lehet; „transzverzális”, ha a részecske perdülete merőlegesen áll a forgástengelyre, és „longitudinális”, ha az párhuzamos vele [7]. A sávok közötti γ -átmenetek tulajdonságai mindkét esetben hasonlóknak várhatók (erős E2 + gyenge M1), viszont az $n = 1$ sávhoz tartozó állapotok $n = 0$ sáv állapotaihoz képesti energiája – ami az imbolygás frekvenciájával arányos – a két esetben különböző. Transzverzális esetben a két sáv közti energiakülönbség a forgási frekvencia növekedésével csökken, míg longitudinális esetben nő. Az eddig ismert esetekben mindig csökkenést tapasztaltak, tehát mind transzverzális imbolygó forgás volt.

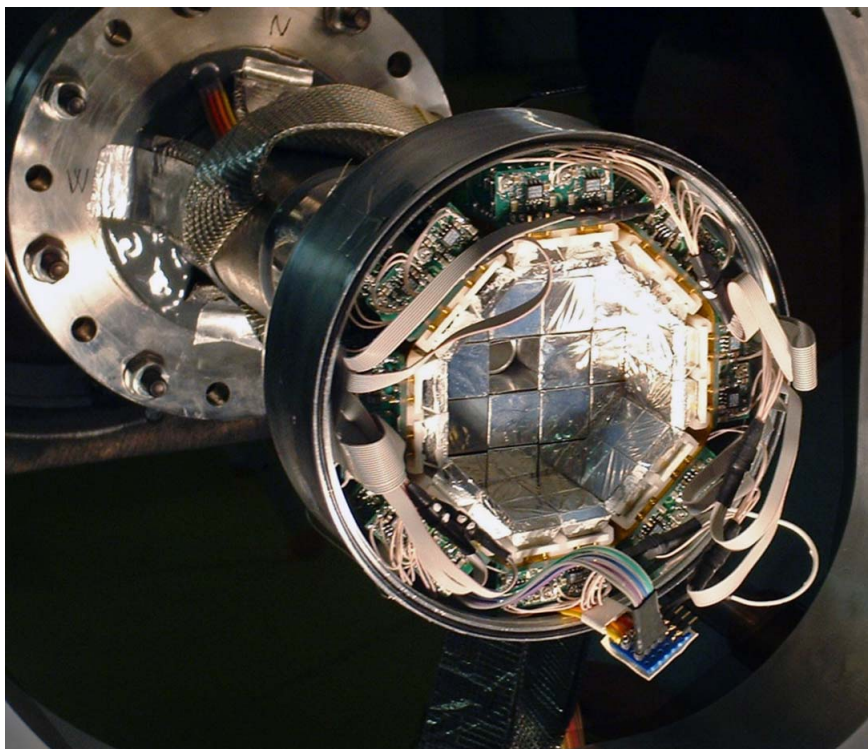
Eredmények a ^{105}Pd atommagra

A 100 körüli nukleont tartalmazó atommagok tartományában az imbolygó forgást eddig kísérletileg – annak ellenére, hogy az elméletek alapján ebben a tartományban várható a legerősebb eltérés a forgási ellipszoid alaktól – nem mutatták ki.

Nemzetközi együttműködésben vizsgáltuk a 105-ös tömegszámú, azaz 46 protont és 59 neutronot tartalmazó palládium-atommag forgását. Az igen komplikált kísérletet és adatfeldolgozást igénylő munkában a kutatást vezető ATOMKI-csoport tíz tagján kívül tíz ország tizenhárom intézményének tizennyolc kutatója vett részt. A kísérletben meghatároztuk a gerjesztett állapotok azon új csoportját, amely az imbolygó forgáshoz tartozhat, valamint az ezen állapotok bomlásából származó γ -sugárzások tulajdonságait.

A ^{105}Pd közepes és nagy perdületű állapotait $^{96}\text{Zr}(^{13}\text{C}, 4n)$ nehézion fúzió-párolgási reakcióval állítottuk elő. A ^{13}C nyaláb előállítását a strasbourgi IReS laboratórium Vivitron részecskegyorsító-jával történt 58 MeV energián. Ezt a nyalábot két, egyenként körülbelül $0,6 \text{ mg/cm}^2$ vastag cirkónium (Zr) céltárgyfóliával ütköztettük. Mivel a természetes cirkónium csak 2,8%-ban tartalmazza a ^{96}Zr izotópot, ezért a céltárgyfóliákat ebben az izotópban ~86%-osra dúsított anyagból készítettük. A kísérlet idején ez a laboratórium volt a világon a legalkalmasabb az atommagok nagy perdületű állapotainak vizsgálatára. A kibocsátott γ -sugárzás detektálására és tulajdonságainak meghatározására az EUROBALL IV detektorrendszer – ami a ~200 hipertizsita germánium (HPGe) detektorával a legnagyobb ilyen detektorrendszer volt – állt rendelkezésre. Amerikai versenytársával (Gammasphere) ellentétben ez a detektorrendszer – az alkalmazott 24 Clover detektoroknak köszönhetően, amelyek 4 darab HPGe kristályt tartalmaztak négylevelű lóhereszerűen elrendezve – alkalmas volt a gamma-sugárzás lineáris polarizációjának a mérésére is. A detektorrendszer ezeken kívül még 15 nagy hatásfokú, úgynevezett Cluster detektort – amelyekben egyenként 7 db HPGe kristály volt elhelyezve – tartalmazott. A detektorok céltárgy körüli elrendezése lehetővé tette a gamma-sugárzások szögkorrelációjának (angolul Directional Correlation from Oriented states, DCO) mérését is.

A ^{96}Zr céltárgy ^{13}C nyalábbal történő bombázásakor több nehézion fúzió-párolgási magreakció is végbemehet, olyanok is, ahol nem csak neutronok lépnek ki a közbelső magból, mint az általunk vizsgált esetben, hanem protonok vagy alfa-részecskék is. Az ezen reakciókból származó zavaró gamma-sugárzások letiltására a nagy hatásfokú, 88 CsI detektorból álló DIAMANT töltött részecske-detektorrendszer szolgált, amelynek kifejlesztésében és üzemeltetésében az ATOMKI kutatóinak meghatározó szerepe volt. A 2. ábrán a céltárgykamrába elhelyezett DIAMANT de-



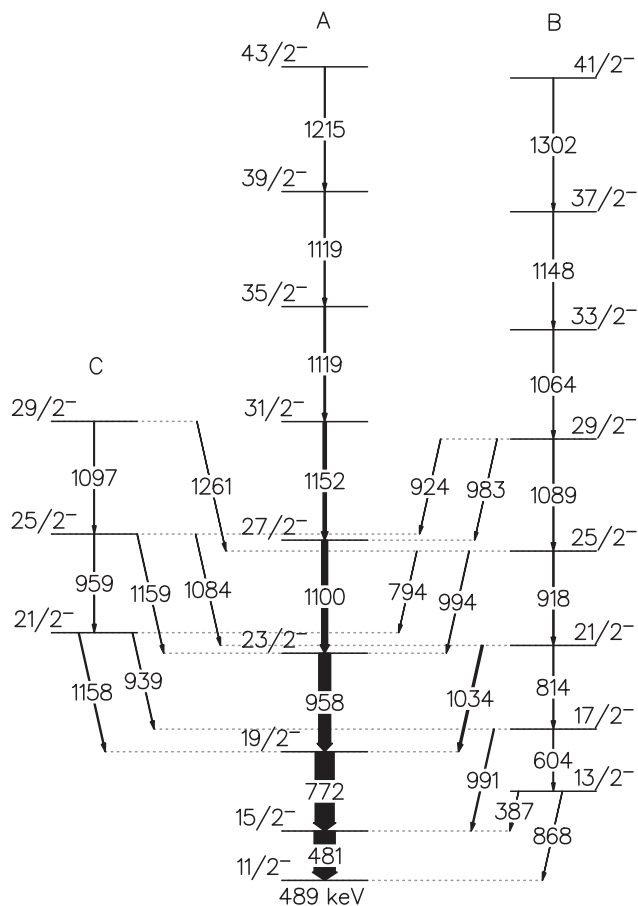
2. ábra. A kísérlet során használt DIAMANT töltött részecske-detektorrendszer.

tektor látható kinyitott állapotban. A fénykép közepén a fóliába csomagolt CsI detektorok sakktáblaszerűen helyezkednek el, amelyeket detektornégyesekből álló gyűrű vesz körbe. A detektorok körül, de még szintén a céltárgykamrán belül, az elsődleges kiolvasó elektronikához tartozó egységek és a hozzájuk tartozó adatkábelek láthatók.

Az egy hétig tartó kísérletben azokat az eseményeket gyűjtöttük és írtuk mágnesszalagra, amelyekben legalább három γ -sugárzást detektáltunk egyszerre a 100 ns koincidencia-időablakon belül. A kísérlet során körülbelül $2 \cdot 10^9$ eseményt gyűjtöttünk.

Az alapállapotot és a gerjesztett állapotokat egy adott atommag esetén a megfelelő energiaszintekkel szokás ábrázolni, ezek összességét nívósémának nevezzük. A kísérleti adatok elemzésével – a γ -sugárzások hármaskoincidencia-kapcsolatai, továbbá az energia- és intenzitásmérlegek alapján – felépítettük a ^{105}Pd atommag ezen nívósémáját. Ezen nívóséma egy része látható a 3. ábrán, ahol a vízszintes vonalak az energiaszinteket, a nyilak pedig az energiaszintek közötti átmenetek során kibocsátott γ -sugárzásokat ábrázolják. A nyilakra írt számok a sugárzás energiáját adják keV-ben, az energiaszintekhez írt számok az adott gerjesztett állapothoz tartozó perdületértéket $\hbar$ egységben, a + és – jelek az állapot paritását jelölik. Az energiaszinteket csoportokba, sávokba lehet rendezni aszerint, hogy mely mozgásformához tartoznak.

A ^{105}Pd atommag számos új forgási sávját azonosítottuk [8]. Köztük negatív paritású E2 forgási sávokat, amelyek valószínűleg a neutron $h_{11/2}$ konfigurációhoz tartoznak. Ezek közül két sáv állapotainak perdületértékei különböznek a már ismert, yrast $h_{11/2}$



3. ábra. A 105-ös tömegszámú palládium-atommag (^{105}Pd) nívósémája a forgási sávokhoz tartozó energiaszintekkel. Az „A” betűvel jelölt sáv a térben rögzített tengelyű forgáshoz tartozik, a „B” betűvel jelölt sáv pedig az imbolygó forgáshoz.

sáv állapotainak perdületértékeitől, tehát e két sáv jöhet számításba, mint a keresett $n = 1$ imbolygó forgási sáv, vagy az yrast sávhoz tartozó szignatúrapartner-sáv. A 3. ábra mutatja az yrast neutron $h_{11/2}$ sávot („A” sáv) és a két újonnan azonosított sávot („B” és „C” sávok).

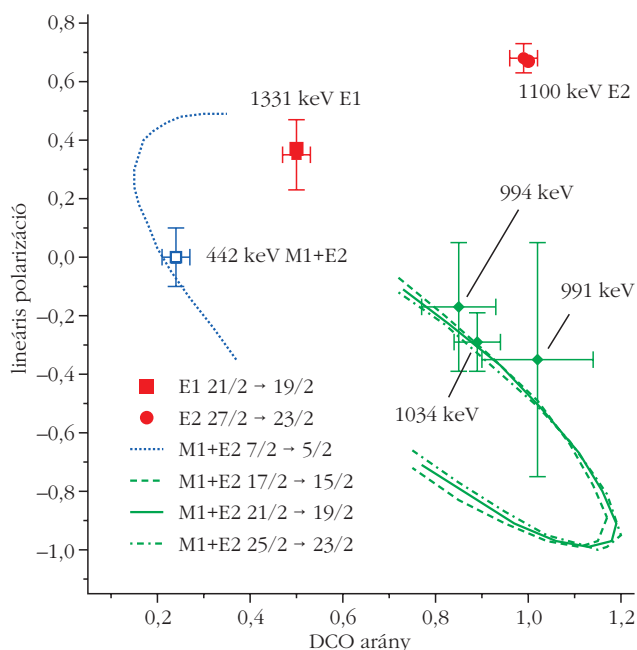
A nehézion fúzió-párolgás típusú magreakciókban egy közbelső mag keletkezik, amely a nyalábirányra merőlegesen kap egy nagy perdületet [9]. Ezután néhány nukleon kipárolgásával előáll a gerjesztett állapotban lévő végmag, amely γ -kibocsátással alapállapotba bomlik. A végmag perdületének nyalábirányra vett vetülete is – a legnagyobb valószínűséggel – 0 marad. A kisugárzott γ -fotonok nyalábirányhoz képesti szögfüggvényének jellegzetes intenzitáseloszlása van. Ezt a kisugárzott sugárzás multipól rendje, illetve kevert sugárzás esetén a keveredési arány határozza meg. A kísérletünkben detektált γ -sugárzások nagy része ($L = 1$) dipól- vagy ($L = 2$) kvadrupólsugárzás. Dipólsugárzás esetén a nyalábirányra merőleges, míg kvadrupólsugárzaskor a nyalábiránnyal párhuzamos a legnagyobb kibocsátás valószínűsége.

Az általunk végzett kísérlet során két sugárzás egymáshoz képesti szöghorrelációját tudtuk mérni, és ebből határozhattuk meg a multipolaritást. Ennek egy módja a DCO analízis, amely irányított perdületű

atommagokból származó γ -sugárzások iránykorrelációjának vizsgálatát jelenti. Az analízis lényege, hogy két egymással koinkidenciában lévő γ -sugárzást detektálunk több detektorral és meghatározzuk ezek egyidejű detektálásának gyakoriságát a különböző detektor – detektált γ -átmenet elrendezésekben. Két különböző detektor – detektált γ -átmenet elrendezésben mért koinkidenciaintenzitás arányát nevezzük DCO-aránynak (R_{DCO}). Az ehhez szükséges kísérleti elrendezés a következő: az egyik detektort a nyalábirányra merőlegesen elhelyezett detektorgyűrű alkotja, a másikat pedig előre vagy hátra irányban elhelyezett detektorgyűrű adja. Ugyanakkor az irányított perdületű atommagból származó γ -sugárzás polarizált. A lineáris polarizáció – ami az ilyen γ -sugárzások elektromos térerősségvektorának irányítottaságát jelenti – függ a sugárzás természetétől, ezért információt szolgáltat a kezdeti és végállapot relatív paritásáról, illetve az átmenet multipolaritásáról, keveredési arányára.

Az EUROBALL IV γ -spektrométer nagy határfoka, speciális detektorai és detektorelrendezése lehetővé tette a B sáv 991 keV, 1034 keV és 994 keV energiájú γ -átmeneteire a DCO-arány és a lineáris polarizáció mérését. A 4. ábrán a kapott kísérleti DCO – lineáris polarizáció értékpárokat (szimbólumok hibásávokkal) vetettük össze az elméletileg várható értékpárokkal különböző E2/M1 keveredési arányok esetén (folytonos, szaggatott, pontozott-szaggatott görbék, a görbék mentén a keveredési arány folytonosan változik). Az összevetés nagy keveredési arányokat mutat, amelyek erős E2 és gyenge M1 komponensre utalnak. A kapott E2 bekeveredés körülbelül 80% mindhárom γ -sugárzásra. Az 1100 keV, 1331 keV és 442 keV energiájú γ -átmenetek korábban ismert sugárzások, ame-

4. ábra. A kísérleti DCO – lineáris polarizáció értékpárokat (szimbólumok hibásávokkal) összevetése az elméletileg várható értékpárokkal különböző E2/M1 keveredési arányok esetén (folytonos, szaggatott, pontozott-szaggatott görbék).



lyek ismert multipolaritás-, illetve keveredési arányértékeit kísérleti eredményeink jól reprodukálják. A B sáv 991 keV, 1034 keV és 994 keV energiájú γ -átmeneteire kapott kísérleti E2/M1 keveredési arányok egyértelműen bizonyítják, hogy a B sáv az $n = 1$ imbolygó forgáshoz tartozó sáv. Az imbolygás frekvenciája e sávban a forgási frekvencia függvényében csökken, tehát ez is – mint a korábban ismert esetek – transzverzális imbolygó forgás. A C sáv pedig valószínűleg az A sávhoz tartozó szignatúrapartner-sáv, bár a két sáv közti γ -átmenetek keveredési arányait nem sikerült meghatározni.

A kísérleti eredmények megerősítése céljából, Kovariáns Sűrűség Funkcionál Elmélet [10] modell és Részecske Rotor Modell [11] felhasználásával számításokat végeztünk a ^{105}Pd atommag alakjára és a várható forgási sávok tulajdonságaira. A kapott elméleti eredmények jó összhangban vannak a kísérleti adatokkal, háromtengelyű magalakot jósolnak és jól reprodukálják a kísérleti nívóenergiákat és a sávok közti γ -átmenetek intenzitásarányait, valamint az E2/M1 keveredési arányokat. A kapott hullámfüggvények igazolják az imbolygó forgást a ^{105}Pd atommagban.

Összegzés

A ^{105}Pd atommagra vonatkozó kísérletünk során az atommag közepes és nagy perdületű gerjesztett állapotait állítottuk elő $^{96}\text{Zr}(^{13}\text{C}, 4n)$ nehézion fúzió-párolgás reakcióval. A reakció során kibocsátott, egymással koincidenciakapcsolatban lévő γ -sugárzásokat detektáltuk, és a mért adatok alapján több új forgási sávot azonosítottunk a vizsgált atommagban. E forgási sávokban meghatároztuk az átmenetek DCO- és lineárispolarizáció-értékeit. Azt találtuk, hogy az egyik újonnan azonosított sávból az yrast-sávba történő M1+E2 átmenetek domináns E2 karakterisztikát mu-

tatnak, ami az imbolygó forgás jellemzője. Ez alapján ezt a sávot az imbolygó forgáshoz tartozó sávként azonosítottuk. A kapott kísérleti eredmények jól egyeznek az atommag-elméleti számítások előrejelzéseivel. Ez megerősíti az imbolygó forgás jelenlétét a 105-ös tömegszámú palládium-atommagban, és azt jelzi, hogy ezen atommag valóban háromtengelyű ellipszoid alakú [12]. A sávok energiaeltolódásainak vizsgálata azt mutatja, hogy az azonosított szerkezet transzverzális imbolygó forgásnak felel meg. Ez az eredmény az első kísérleti bizonyíték az imbolygó forgási sávra egy-neutron konfiguráció esetén, illetve az imbolygó forgó mozgás első kísérleti megfigyelése az $A \sim 100$ tömegszám tartományban. Az eredmények továbbá megerősítik azt az elméleti előrejelzést is, hogy az imbolygó forgás általános jelenség a háromtengelyű ellipszoid alakú atommagok esetén.

Irodalom

1. Bencze Gy.: Rutherford és a százéves magfizika. *Fizikai Szemle* 61/6 (2011) 191.
2. Fényes T.: *Atommagfizika I.* Debreceni Egyetemi Kiadó (2009)
3. Elekcs Z.: Mágikus számok, nemes atommagok. *Fizikai Szemle* 58/3 (2008) 98.
4. A. Bohr, B. R. Mottelson: *Nuclear Structure*. Vol. II. Benjamin, New York (1975)
5. S. W. Ødegard, G. B. Hagemann, D. R. Jensen, M. Bergström, B. Herskind, G. Sletten, S. Törmänen, J. N. Wilson, P. O. Tjøm, I. Hamamoto et al., *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 5866.
6. J. T. Matta, U. Garg, W. Li, S. Frauendorf, A. D. Ayangeakaa, D. Patel, K. W. Schlax, R. Palit, S. Saha, J. Sethi et al., *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015) 082501.
7. S. Frauendorf, F. Döna, *Phys. Rev. C* 89 (2014) 014322.
8. Kruzsic B.: *Királis konfigurációk keresése a ^{105}Pd atommagban*. DE-TTK Fizika BSc Szakdolgozat (2017)
9. Dombrádi Zs.: In-beam gammaspektroszkópia. *Atomki Riport* X/19 (1985)
10. J. Meng, J. Peng, S. Q. Zhang, S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* 73 (2006) 037303.
11. S. Frauendorf, F. Döna, *Phys. Rev. C* 89 (2014) 014322.
12. J. Timár, Q. B. Chen, B. Kruzsic, D. Sohler, I. Kuti, S. Q. Zhang, J. Meng, P. Joshi, R. Wadsworth, K. Starosta, et al., *Phys. Rev. Lett.* 122 (2019) 062501.

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**



A LÉGZŐRENDSZER RADONLEÁNYELEMÉK BOMLÁSÁBÓL SZÁRMAZÓ SUGÁRTERHELÉSÉNEK MODELLEZÉSE

Füri Péter

Energiatudományi Kutatóközpont, Budapest

Bevezetés

A radon és leányelemei

A légzés alapvető életfolyamat. A légzés során azonban számos folyadéksepp és szilárd részecske is a felső légutakba, illetve a tüdőbe kerülhet. Ezek irritálhatják a légúti szöveteket, amely során számos légzőrendszeri betegség (például asztma) is kialakulhat. Emellett a légutakban kiülepedett, nagy részben a környezeti levegőben lévő aeroszolrészecskék felszínéhez tapadt radonleányelemek alfa- és béta-bomlása a természetes eredetű sugárterhelés fő forrása. A dohányzás után az ionizáló sugárzás e forrása tehető felelőssé a legtöbb tüdőrákos esetért [1]. A sugárvédelem fontos feladata tehát a radonleányelemek bomlásából származó sugárterhelés vizsgálata.

Gyakran hallani, hogy a radon belégzése komoly egészségi kockázatot jelent. Ez így azonban nem pontos megfogalmazás. A belélegzett radon ugyanis nemesgáz, nem tapad tehát hozzá a levegőben lebegő aeroszolrészecskékhez, ezért nem ülepedhet ki a tüdőben. Felezési ideje 3,8 nap, a légzőrendszerben azonban jellemzően csupán 2,5-5 másodpercet tölt, így a felső légutakban és a tüdőben töltött idő alatti bomlás valószínűsége igen kicsi.

A légutak sugárterhelése ezért nem a radon bomlásából, hanem leányelemeinek aeroszolrészecskék felszínéhez tapadtnak (ez a kitapadt frakció) vagy egy ionként (ez a ki nem tapadt frakció) történő alfa- és béta-bomlásából származik. A leányelemek többsége kitapadt, azaz a radonleányelemnél sokkal nagyobb aeroszolrészecske felszínéhez kapcsoltnak jut a légzőrendszerbe. E radioaktív izotópokat hordozó aeroszolrészecskék, de még a ki nem tapadt radonleányelemek is diffúzióval, tehetetlenségüknél fogva és a gravitáció hatására is kiülepedhetnek a légutakban, így a radonnál jóval hosszabb időt, akár órákat is eltölthetnek a légzőrendszerben. A légutakban töltött

idő így a legtöbb esetben elegendő ahhoz, hogy elbomoljanak és bomlás közben alfa- és béta-részecskéket bocsássanak ki.

A ^{238}U bomlási sorának ^{218}Po -tól ^{210}Pb -ig terjedő szakaszában két alfa- és két béta-bomlás is található. A biológiai hatás szempontjából ezek közül jelentősebb a ^{218}Po és a ^{214}Po alfa-bomlása. A ^{218}Po egy 6 MeV-es, míg a ^{214}Po egy 7,69 MeV-es alfa-részecskét bocsát ki, amelyek a rövid hatótávolságukon belül nagy mennyiségű energiát adnak le, így biológiai hatásuk is jelentős lehet.

A légutakban található sugárérzékeny sejtek közül legfontosabbak a bazális és a kiválasztó sejtek. Ezek közel fekszenek a légutak belső falához, így a kibocsátott alfa-részecskék hatótávolsága számos esetben elegendő ezen sejtek örökítőanyagának eléréséhez. Azon sejtekben, ahol jelentős mennyiségű energia nyelődik el a sejtmagban, az örökítőanyag (DNS) sérüléseit nem minden esetben tudja javítani a humán szervezetre jellemző DNS javító mechanizmus.

Az örökítőanyag ki nem javított vagy a rosszul javított hibái mutációkat okozhatnak, amely következtében akár rákos sejtek is kialakulhatnak.

A humán légzőrendszer jellemző felépítése

E tanulmány módszereinek és eredményeinek megértéséhez szükséges a humán légzőrendszer főbb elemeinek bemutatása.

A légzőrendszer felső légutakra és tüdőre osztható fel. A felső légutak kifejezés az orrot, szájat, garatot, és a gégeét foglalja magában. A légzőrendszer e része szűri, előmelegíti és nedvesíti is a beszívott levegőt. Az orr sokkal jobb szűrő a szájnál, így nagy hatásfokkal szűri ki a kicsi (néhány nanométeres), valamint a nagy (több mikrométer átmérőjű) aeroszolrészecskéket is. A humán tüdő két része, a bronchiális (szétosztó) és az acináris (gázcserét végző) régió, amelyek bifurkációkból épülnek fel. Minden bifurkáció egy anyág feléből és két leányágának első feléből áll.

A belélegzett részecskék kiülepedésseloszlásának meghatározásához és a dózisszámításhoz be kell vezetnünk a légúti generáció fogalmát, amely lényegében a tüdő azonos számú elágazással elérhető része.

Az első légút, azaz a trachea és két leányágának első fele alkotja az első légúti generációt. Ugyanezt a logikát követve az első két leányág második fele és azok leányágainak első fele jelenti a második légúti generációt.

Az első légúttól indulva a tüdő első részében csak „vezető” légutak fordulnak elő, azaz ezek csupán a mélyebben fekvő légutak felé továbbítják a levegőt.

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



Füri Péter 2013 óta dolgozik az Energiatudományi Kutatóközpontban. Fő feladata a Sztochasztikus Tüdőmodell alkalmazása és fejlesztése, amellyel lehetővé tette a légutak radonleányelemek bomlásából származó sugárterhelésének légútigeneráció-felbontású szimulálását. Az elmúlt évek során kifejlesztett egy egyénre szabható radondozimetriai tüdőmodellt, amelyért 2019-ben elnyerte a Sugárvédelmi Nívódíjat, illetve a Fermi fiatal kutatói díjat is.

Ez a tüdő bronchiális (szétosztó) része. A tüdő mélyebben fekvő részében az egyre vékonyabb csövekben megjelennek a légzőhólyagok (alveolusok), itt történik a gázcsere. Ez a tüdő acináris (gázcseret végző) része.

A humán légutak tisztulási mechanizmusai

A légutakban még tiszta levegőt belélegezve is nagy mennyiségű szilárd és folyadék halmazállapotú részecske ülepedhet ki.

A felső légutak és a tüdő egészségének védelme szempontjából tehát fontos szerepet játszik a légzőrendszerre jellemző két tisztulási mechanizmus, a nyáktisztulás és a fagocitózis. A tüdő bronchiális légútjainak felszínét nyákréteg borítja, amelyet nagyszámú csilló összehangolt mozgása hajt a garat felé, ahonnan azután a nyelőcsőbe, majd a gyomorba kerülnek a nyák által szállított részecskék. Ez a nyáktisztulás.

A csillók, illetve az azt fedő nyákréteg méretéről érdemes tudni, hogy vastagsága a nagy átmérőjű bronchiális légutakban körülbelül 11 μm (lásd International Commission on Radiological Protection (ICRP) 66-os számú kiadványát), ám a légutakban lefelé haladva ez jellemzően csökken. A kis átmérőjű bronchiális légutak esetén például már csak 6 μm vastag a légutakat fedő nyák és az azt hajtó csillók rétege. A kitapadt radonleányelemeket hordozó aeroszolrészecskék általában sokkal kisebb átmérőjűek ennél.

A fagocitózis során az erre specializálódott sejtek kebelezik be a szennyeződést.

A légutak sugárterhelésének szempontjából kulcsfontosságú a tisztulási mechanizmusok minél pontosabb leírása, hiszen a nyáktisztulás sebessége és a fagocitasejtek által bekebelezett radonleányelemek további sorsa alapvetően befolyásolja a légutakban, illetve a szervezet egyéb részeiben eltöltött időt. A tisztulási mechanizmusok ezáltal hatással vannak a lokális (légútigeneráció-felbontású) bomlási valószínűségekre és az okozott sugárterhelésre is.

A belélegzett radonleányelemek légzőrendszeri kiülepedésseloszlásának vizsgálata

A légutak sugárterhelésének vizsgálatakor szükséges a szervezet vizsgált részének (szerv, szövet, sejt, sejt-mag) egységnyi tömegében elnyelt energiamennyiség vizsgálata.

E folyamat első lépése a légutak egyes részeiben kiülepedett radioizotóp-mennyiség meghatározása. E célra a kísérleti eljárások kézenfekvők lennének, ám a gamma-kamera vagy a SPECT (Single Photon Emission Computer Tomography) felbontása a 2 mm-nél kisebb átmérőjű kis légutak vizsgálatára ma még nem elegendő. Szimulációval, vagyis numerikus modellekkel azonban akár a tüdő gázcseret végző apró léglyagjaiban is vizsgálható a kiülepedett radioizotópok mennyisége.

A kiülepedett radonleányelemeket a belélegzett levegőt szétosztó, bronchiális régióban magával ragadja a mozgó nyákréteg, így az alfa- és béta-bomlások helye általában nem egyezik meg a kiülepedés helyével. A kiülepedett ^{214}Pb és ^{214}Bi felezési ideje elég hosszú ahhoz, hogy jelentős távolságot tegyenek meg a mozgó nyákréteggel mielőtt ^{214}Po -má bomlanak.

A légutak sugárterhelésének modellezésénél kulcsfontosságú tehát a kiülepedett radonleányelemek mozgásának finom, legalább légútigeneráció-felbontású vizsgálata.

Numerikus modellezéssel szerencsére lehetséges nem csupán a kiülepedésseloszlás, hanem a nyáktisztulás hatásának vizsgálata is a tüdőben.

A belélegzett részecskék kiülepedésseloszlásának numerikus modellezése nagy múltra tekint vissza. Az első teljes légzőrendszeri részecskekiülepedési modellt 1935-ben *Findeisen* dolgozta ki [3]. Később *Weibel* egy új morfológiai modellt hozott létre 1963-ban [4]. E modellek még erősen leegyszerűsítették a humán légutak bonyolult, aszimmetrikus elágazásrendszerét.

1966-ban jelent meg az ICRP első tüdőmodellje [5]. E modellt az inhalált radioaeroszlok kiülepedésseloszlásának és tisztulásának meghatározására fejlesztették ki.

Az ICRP egy új tüdőmodellt publikált 1994-ben. Ez az ICRP Human Respiratory Tract Model, azaz az ICRP HRTM [2], a sugárvédelem még ma is ezt a modellt használja leggyakrabban a tüdő radioizotópok bomlásából származó sugárterhelésének becsléséhez. Fontos megemlíteni, hogy bár e modell az egész légzőrendszert képes leírni, de igen durva, regionális felbontású. Mindössze négy, egy felső légúti, egy bronchiális (nagy átmérőjű bronchiális légutak), egy bronchioláris (kis átmérőjű bronchiális légutak) és egy acináris részre osztja a légutakat. Továbbá e modell – regionális felbontása miatt – nem alkalmas a kiülepedett radonleányelemek nyáktisztulás közbeni mozgásának légútigeneráció-felbontású vizsgálatára sem. Tehát a HRTM nem adhat megfelelő felbontású dóziseloszlást a lokális, légútigeneráció-szintű biológiai hatás jellemzéséhez.

A Sztochasztikus Tüdőmodell

A belélegzett részecskék légzőrendszeri kiülepedésseloszlásának jellemzése terén forradalmian új utat nyitott meg a Sztochasztikus Tüdőmodell, amelynek első verzióját *Koblinger László* és *Werner Hofmann* dolgozta ki 1985 és 1992 között [6–9].

E modell – az irodalomban elérhető többi tüdőmodellel szemben – számos előnnyel rendelkezik. A Sztochasztikus Tüdőmodell, mivel le tudja írni a légutak geometriájának egyéni belüli és egyéni közötti változékonyságát, gyakorlatilag bármilyen személy tüdejének valósághű létrehozására képes. A Sztochasztikus Tüdőmodellel továbbá az adott egyénre jellemző légzési mód is szimulálható.

E modell a numerikus tüdőmodellek között egyedülállóan finom, légútigeneráció-felbontású kiüledésselosztás meghatározására képes.

A Sztochasztikus Tüdőmodellnek további előnye, hogy rendkívül széles körben alkalmazható. Szimulációk végezhetők nem csak egészséges, de légzőrendszeri megbetegedésben (asztma, emfizéma, krónikus obstruktív tüdőbetegség (COPD)) szenvedő alanyokra is. Ezen esetekben a tüdő geometriai felépítése is megváltozik, amely változások a Sztochasztikus Tüdőmodellben realizisztikusan modellezhetők.

E modellt létrehozatala óta fejlesztik, Magyarországon az Energiatudományi Kutatóközpontban, illetve a Salzburgi Egyetemen is.

Célunk a HRTM-nél lényegesen jobb felbontású és szélesebb körben alkalmazható radondozimetriai tüdőmodell létrehozása volt, hogy minél részletesebb képet kaphassunk a tüdő bronchiális régiójának sugárterheléséről, ezért továbbfejlesztettük a Sztochasztikus Tüdőmodellt.

A Sztochasztikus Tüdőmodell Radact változata és a bemenő adatok

A meglévő kiüledési modellbe egy nyáktisztulási és egy sejtmag dózis modellt fejlesztettünk ki és építettünk be, így tettük alkalmassá a Sztochasztikus Tüdőmodellt a belélegzett radonleányelemek bomlásából származó sugárterhelés pontosabb meghatározására. Ez lett a Sztochasztikus Tüdőmodell Radact változata [12].

E modell segítségével a radonleányelemek légútigeneráció-felbontású kiüledésselosztása és nyáktisztulása is meghatározható.

A dózisszámítás első lépése a kiüledésselosztás meghatározása. Ezután következik a nyáktisztulás hatásának modellezése, illetve a bomlások valószínűségének számítása a tisztulási modellel. Harmadik, utolsó lépésként a dózisteljesítményt számító modell háromdimenziós részecskepályák létrehozásával szimulálja a kibocsátott alfa-részecskék útját a kibocsátó izotópoktól a célsejtek magjáig. Ennek során a modell a sugárérzékeny sejt magjában megtett út alatt leadott energia, illetve a sejtmag tömegének ismeretében kiszámítja a sejtmagokra vonatkoztatott elnyeltdózis-teljesítményeket.

A tisztulási modellben a kiüledett radonleányelemek azonnal mozogni kezdenek a légutakat fedő nyákréteggel. Amennyiben a kitapadt vagy a ki nem tapadt leányelem ugyanabban a légútban bomlik el, mint ahol elérte a légút falát, kiüledés eredetű, ha e helynél feljebb történik az alfa-részecske kibocsátása, tisztulás eredetű sugárterhelésről beszélünk.

A nyáksebesség 0,55 cm/perc [13] volt az első légútban (ez a légcső vagy trachea), amely a légzőrendszerben lefelé haladva minden egyes légúti generációban 0,67-os faktorral [14] csökkent. A nyáksebességet egy adott légúti generációban tehát a $0,55 \cdot 0,67^{k-1}$ képlettel határoztuk meg, ahol k a légúti generáció száma volt.

Egy sejtmagot több, az adott légútban kiüledett ^{218}Po és ^{214}Po által kibocsátott alfa-részecske is eltalálhat, így a sejtmagokra vonatkoztatott átlagos elnyelt-

1. táblázat

Légzési paraméterek			
	FRC* (cm ³)	légzési térfogat (cm ³)	légzési frekvencia (1/perc)
ülő egészséges felnőtt nő	2680	464	14

* Az FRC az angol Functional Residual Capacity rövidítése, amelyet magyarul „maradványkapacitásnak” nevezhetünk. Ez a kilégzés után a tüdőben maradó levegő mennyisége.

dózis-teljesítmények számításakor szükséges az egy átlagos alfa-részecske találat során egy sejtmagban elnyelt energia mennyiségének számítása. Ehhez ötven-ezer 218-as és 214-es tömegszámú polóniumatomot helyeztünk el véletlenszerűen a légutakat borító nyákréteg tetején.

Minden elhelyezett ^{218}Po atomból egy 6 MeV-es, illetve ^{214}Po atom esetén egy 7,69 MeV-es alfa-részecskét indítottunk el a légutak közepe körül elhelyezett sugárérzékeny bazális, illetve kiválasztó célsejtek magja felé.

A bazális és kiválasztó sejtek mélységeloszlását a Mercer és munkatársai [15] által publikált adatok alapján határoztuk meg. Ők humán és patkánytüdőből származó szövetmintákon – több, különböző mélységből vett metszeten – vizsgálták meg a légutak sugárérzékeny sejteinek mennyiségét. E munka során, az adott légút átmérője alapján három részére bontották a légzőrendszert:

- nagy átmérőjű bronchiális légutak,
- kis átmérőjű bronchiális légutak,
- végző bronchiális légutak.

Az 1. táblázatban ismertetett légzési paramétereket az ICRP 66-os kiadványból vettük [2]. Jelen tanulmányban ismertetett, egészséges, ülő, felnőtt nőre végzett szimulációkat 1 Working Level radonaktivitáskoncentrációra és 1 hónapra, azaz 170 órára végeztük. Ez az 1 WLM (Working Level Month).

A WLM egy régi, ám még ma is használt mértékegység, amelyet az uránbányászok radonkitettségének jellemzésére hoztak létre. 1 Working Level Month 170 óra munkavégzést jelent meglehetősen nagy, 3740 Bq/m³ radonaktivitáskoncentrációjú levegőt belélegezve. Az összehasonlítás kedvéért a World Health Organisation jelentése szerint [1] a lakások világátlagban 40 Bq/m³ egyensúlyi radonleányelem-aktivitáskoncentrációjával jellemezhetők.

A WLM önmagában természetesen nem határozza meg a sugárdózist, hiszen számos paraméter, például a ki nem tapadt leányelem-frakció nagysága, az izotóp-összetétel, vagy az adott alany fizikuma és egészségi állapota jelentősen befolyásolja az 1 WLM-re vonatkozó effektív dózist.

E tanulmányban a számításokat $F = 0,4$ -es egyensúlyi tényezővel végeztük, a leányelemek aktivitásának aránya pedig 0,58/0,44/0,29 volt [10]. A kitapadt leányelemek 200 nm aerodinamikai átmérőjűek, a ki nem tapadt pedig 1 nm termodinamikai átmérőjűek voltak [11].

Az elvégzett szimulációkban a 218-as tömegszámú polóniumatomok 6%-a ki nem tapadt, azaz a poten-

ciális alfa-energiakoncentráció 6%-át képviselik a ki nem tapadt 218-as tömegszámú polóniumrészecskék [11]. Kizárólag ezen izotóp alkotja továbbá a ki nem tapadt leányelem-frakciót.

Eredmények

A radonleányelemek és a hordozó aeroszolrészecskék légzőrendszeri kiülepedésselőzlása

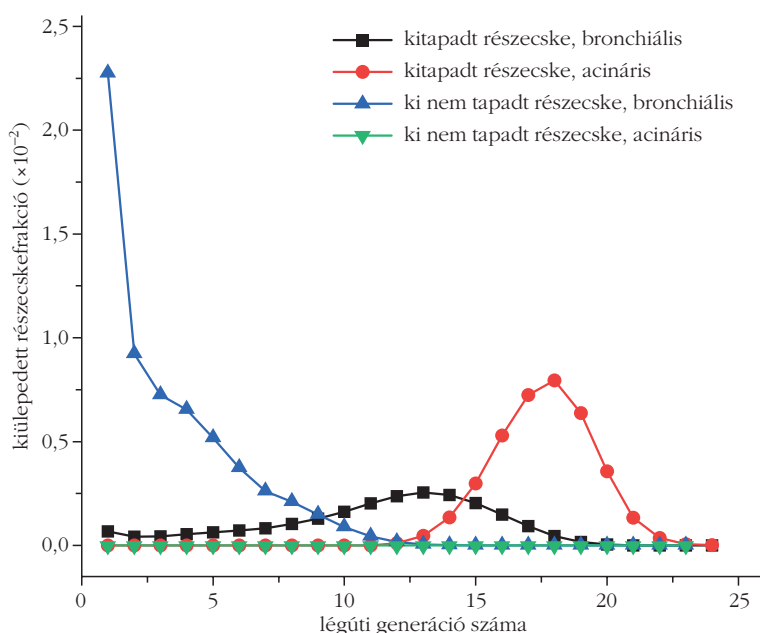
A belélegzett radonleányelemek légzőrendszeri kiülepedésselőzlása az 1. ábrán látható.

A leányelemek nagy része kitapadt, azaz aeroszolrészecskék felszínén utazik. Ezek kiülepedési valószínűsége igen kicsi mind a felső légutakban, mind a tüdőben. Ezen részecskék 7,32%-a ülepszik ki az orrban, 1,74%-a a szájban. A tüdőben a kitapadt leányelemek kiülepedési valószínűségének maximuma az acináris régióban található (1. ábra). Fontos kijelenteni, hogy normál légzésnél (amikor nincs benntartás) e leányelemek 70-80%-át kilélegezzük.

A ki nem tapadt leányelemek a kitapadtaknál jóval kisebb méretűek, így ezekre a részecskékre jelentős mértékben hat a diffúzió. A nagy átmérőjű bronchiális légutakban (1–8. légúti generáció), mint az 1. ábrán is látható, a ki nem tapadt leányelemek kiülepedési valószínűsége sokkal nagyobb, mint a kitapadt leányelemeké. Jelentős továbbá e leányelemek felső légúti kiülepedése is (92% orrlégzés és 44% szájlegzés esetén).

A ki nem tapadt leányelemek tehát nagy valószínűséggel ülepednek ki a légutak e kis felületű részén, ami miatt akár kis mennyiségű belélegzett ki nem tapadt leányelem is nagy kiülepedéssűrűséget (egységnyi felületre vonatkoztatott kiülepedett leányelemszámot) fog eredményezni.

1. ábra. A belélegzett radonleányelemek kiülepedésselőzlása egészséges légzőrendszerben.



A sejtmagokra vonatkozó elnyeltdózis-teljesítmények üllő, egészséges, felnőtt nőre

A légutak sugárterhelése nagymértékben függ a vizsgált egyénre jellemző paraméterektől, mint amilyenek a légzési mód (orr- vagy szájlegzés, a be- és kilégzés hossza, a légzési térfogat nagysága) és a légutak felépítése (a légutak átmérője és hossza, az egymással és a függőlegessel bezárt szögek stb.). E változók ugyanis jelentősen befolyásolják a dózisszámítás során használt három legfontosabb változót, amelyek:

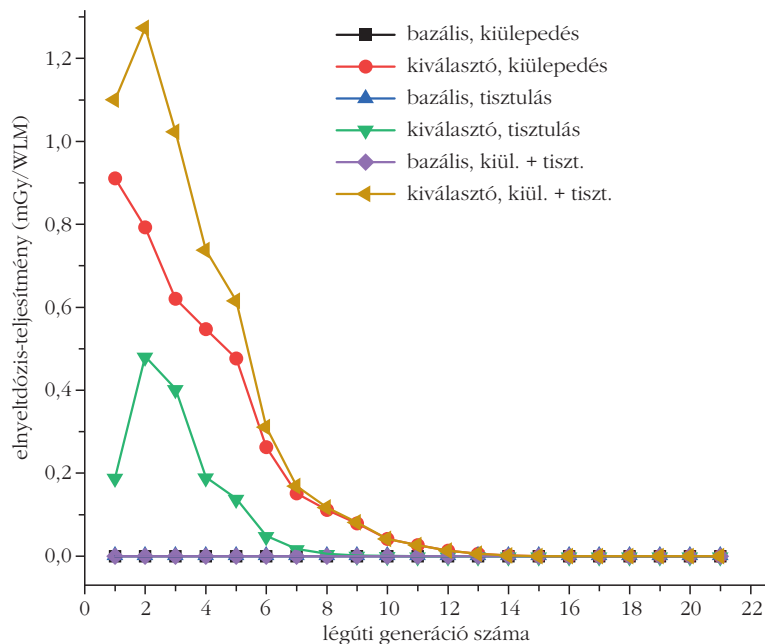
1. az adott légútban elbomló ^{218}Po és ^{214}Po atomok száma;
2. a célsejtmag találati valószínűsége;
3. az egy alfa-részecske találat során leadott átlagos energiamennyiség.

Az adott légútban – az elsőtől az utolsó felé haladva – elbomló ^{218}Po és ^{214}Po izotópszám általában csökken, hiszen a légutak száma 2^{k-1} összefüggés szerint nő, ahol k a légúti generáció száma. Itt fontos megemlíteni, hogy mind a 6 MeV-es, mind a 7,69 MeV-es alfa-részecske hatótávolsága túl rövid ahhoz, hogy áthatoljon az azonos mélységben lévő leányágakat elválasztó szöveten. Kizárólag az adott légútban és nem az adott légúti generációban (amely az adott számú elágazással elérhető légutak összessége) lévő radonleányelemek bomlásával kell tehát számolnunk, amikor a bazális vagy kiválasztó sejtek magjában elnyelt dózist vizsgáljuk.

A célsejtmagok találati valószínűsége és az egy alfa-találat során leadott energiamennyiség viszont nő, ahogy lefelé haladunk a tüdőben, ugyanis a légutak egyre kisebbek és az őket fedő nyákréteg is egyre vékonyabb, ahogy nő a légúti generáció száma.

Mind a kitapadt, mind a ki nem tapadt radonleányelemek esetén igaz, hogy a ^{218}Po bomlásából származó dózisok nagy részben a helyben kiülepedett izotópok bomlásából származnak, míg a ^{214}Po bomlások esetén a mélyebb légutakból érkező részecskék hozzájárulása a domináns. Ez azzal magyarázható, hogy a ^{218}Po felezési ideje (3,1 perc) túl rövid ahhoz, hogy elbomlása előtt ezen izotóp számottevő távolságot tegyen meg a légutakban. Ezzel szemben a ^{214}Pb és ^{214}Bi izotópok felezési ideje (26,8 és 20 perc) elég hosszú ahhoz, hogy egy vagy akár több légúti generációnyi távolságot utazzanak felfelé a légzőrendszerben a mozgó nyákréteggel, mielőtt a polónium 214-es tömegszámú izotópjává alakulnak.

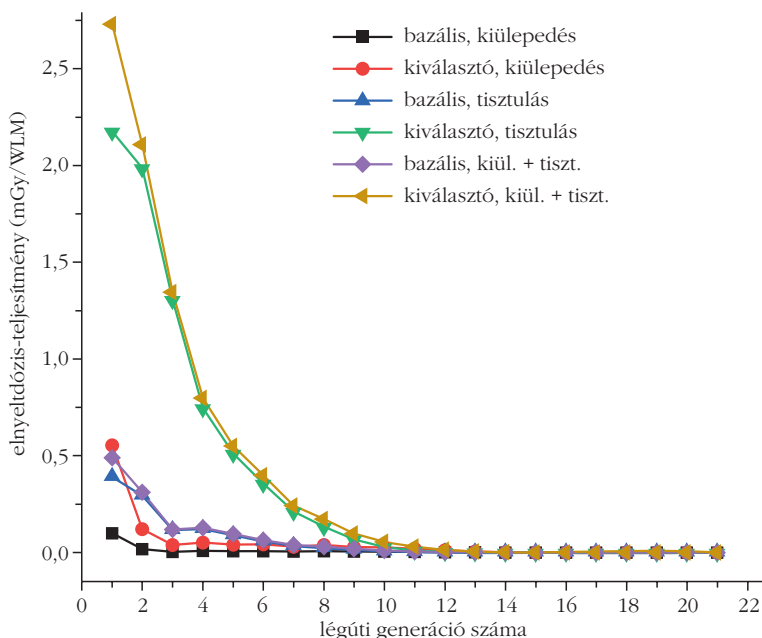
A két vizsgált sejttípus (bazális és kiválasztó) sugárterhelése jelentősen eltér mind a ki nem tapadt, mind a kitapadt leányelemek bomlását vizsgálva. Ez a két sejttípus eltérő mélységeloszlásával magyarázható. A kiválasztó sejtek a légutak felszínéhez közel is megtalálhatók, míg a bazális sejtek jellemzően mélyen fekszenek. Ezért általában kevesebb energia nyelődhet el a bazális, mint a kiválasztó sejtek magjában.



2. ábra. A ki nem tapadt részecskék ^{218}Po bomlásából származó elnyelt dózis-teljesítményeinek eloszlása.

A ki nem tapadt részecskék esetén (2. és 3. ábra) az első vagy a második légúti generációban találjuk a legnagyobb dózisokat. Ezt az okozza, hogy e légutakban jelentős a kiülepedés, illetve hogy itt még kevés, mindössze 1 vagy 2 légút található. Bár a légzőrendszer ezen nagy átmérőjű és hosszú csövekből álló részén kicsi lesz a találati valószínűség, továbbá egy sejtmagtalálat során is csak kevés energiát tudnak leadni az alfa-részecskék, az egy csőben elbomlott izotópok száma olyan tetemes lesz, hogy a légutak sugárterhelése a tüdő e kezdeti részében lesz a legnagyobb.

3. ábra. A ki nem tapadt részecskék ^{214}Po bomlásából származó elnyelt dózis-teljesítményeinek eloszlása.



A kitapadt leányelemek ^{218}Po bomlásból származó elnyelt dózisok maximuma a 14. légúti generációban van (4. ábra). Ezt elsősorban az itt kiülepedett nagyszámú leányelem okozza. Fontos hozzátenni, hogy itt ^{213}Po , azaz 8194 légút található. Igen sok részecskének kell tehát e légúti generációban kiülepednie, hogy az adott légútban elbomlott ^{218}Po és ^{214}Po atomok száma jelentős maradjon.

A kitapadt részecskék ^{218}Po bomlásából származó sugárterhelés-maximumának helyére további magyarázat, hogy a találati valószínűség és az egy találat során leadott energia mennyisége is nagyobb a tüdő e mélyen fekvő részében, mint a bronchiális régió elején, ahol a kibocsátott alfa-részecskéknek általában jelentős távolságot kell megtenniük, mielőtt elérnék a sugárérzékeny sejteket. A bronchiális régió mélyebb részén olyan nagy mértékben csökken a távolság a radonleányelemek és a célsejtek között, hogy még a ^{218}Po által kibocsátott 6 MeV-es alfa-részecskének is

gyakran van elegendő energiája elérni a légúti hámszövetben található bazális és kiválasztó sejteket.

A kitapadt részecskék ^{214}Po bomlásából származó dóziszárulékait vizsgálva (5. ábra) két csúcsot látunk, egy kiülepedésből eredő kisebbet a 14. légúti generációban és egy tisztulásból származó nagyobbát a 2. légúti generációban. A nagy átmérőjű bronchusok (1–8. légúti generáció) elején jelentkező csúcs jól szemlélteti, hogy milyen fontos a kibocsátott alfa-részecske energiája a légzőrendszeri dózisszámítás során. A ^{214}Po bomlásakor ugyanis egy 7,69 MeV-es alfa-részecskét bocsát ki, amely energia sokszor elegendő, hogy még a nagy átmérőjű bronchiális légutakban is elérje a sugárérzékeny sejteket.

A Sztochasztikus Tüdőmodell Radact verziójával számított elnyelt dózis-eloszlások alapján kijelenthető, hogy a sugárterhelés rendkívül inhomogén a HRTM bronchiális (1–8. légúti generáció) és bronchioláris (9–21. légúti generáció) régióján belül is, továbbá a nyák tisztulása által felszállított leányelemek bomlásából származó energia jelentős mértékben hozzájárul a dózisteljesítményekhez. Nélkülözhetetlen tehát a kiülepedett radonleányelemek kiülepedésének és nyák tisztulása közbeni bomlásainak légúti generáció-felbontású vizsgálata.

Összefoglalás

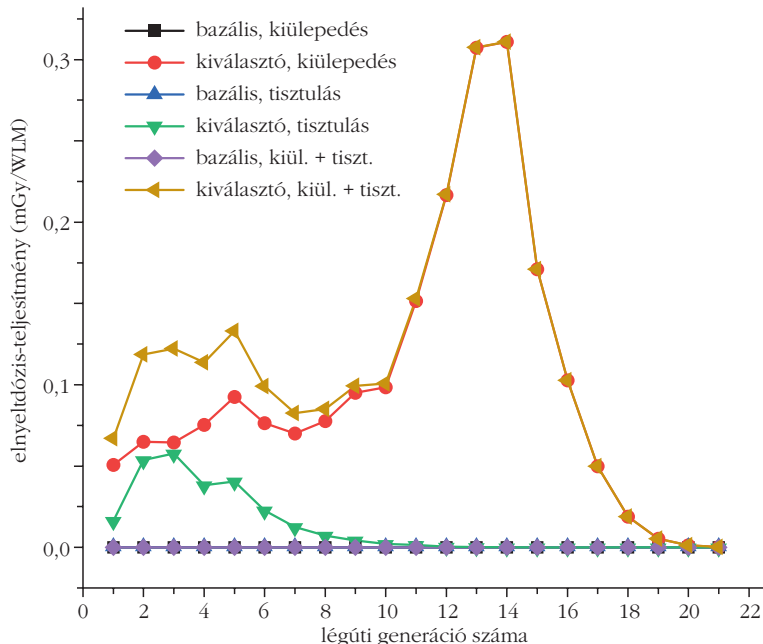
A radonleányelemek légzőrendszeri kiülepedéseloszlását a rendelkezésre álló kísérleti eljárásokkal (gamma-kamera, Single Photon Emission Computer Tomography) még nem mérhetjük meg kellően finom felbon-

tással. Kizárólag numerikus tudómodellekkel határozhatjuk meg tehát a belélegzett radonleányelemek felső légúti és tüdőbeli kiülepedéseloszlását, valamint az ebből származó sugárterhelést is.

A légutakban található bazális és kiválasztó sejtek sugárterhelését számos, az adott egyénre jellemző paraméter befolyásolja. E paraméterek hatásának realisztikus modellezéséhez egyénre szabott tüdő-radondozimetriára van szükség. Számításaink alapján kijelenthető, hogy a sugárterhelés rendkívül inhomogén a tüdő bronchiális régiójában, valamint a nyák tisztulása jelentősen befolyásolja a sejtmagokra vonatkoztatott elnyeltdózis-teljesítményeket. Ezen eredmények jól demonstrálják, hogy a sugárvédelem Human Respiratory Tract Modelje csak korlátozott mértékben alkalmas a radonleányelemek bomlásából származó sugárterhelés meghatározására. A sejtmagokban elnyeltdózist valószínűleg szimuláló dozimetriához egy olyan modellre van szükség, amely képes a belélegzett radonleányelemek kiülepedésének, nyák tisztulásának és bomlásának lokális, azaz legalább légútgeneráció-felbontású szimulálására. E cél eléréséhez egyedülálló eszköz a Sztochasztikus Tüdőmodell új, Radact változata.

Irodalom

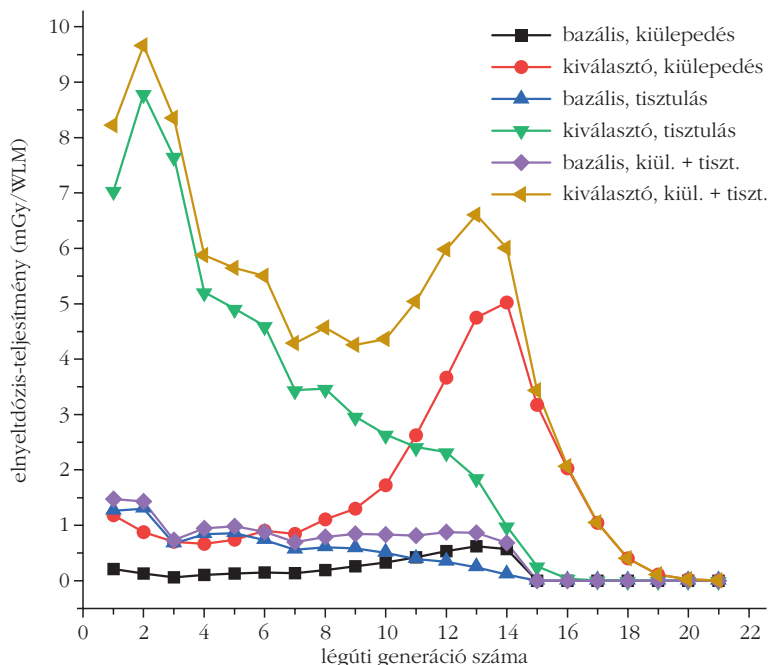
1. World Health Organisation (WHO): *Handbook on indoor radon*. WHO Press (2009).
2. ICRP Publication 66: *Human Respiratory Tract Model for Radiological Protection*. Annals of the ICRP 24, Pergamon Press, Oxford, UK (1994).
3. W. Findeisen: Über das Absetzen kleiner in der Luft suspenderter Teilchen in der menschlichen Lunge bei der Atmung. *Pflügers Archiv Ges. Physiologie* 236 (1935) 367–379.
4. E. R. Weibel: *Morphometry of the Human Lung*. Springer Verlag and Academic Press, Berlin, New York (1963).
5. ICRP Publication 9: *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. Pergamon Press, Oxford, UK (1966).
6. L. Koblinger, W. Hofmann: Analysis of human lung-morphometric data for stochastic aerosol deposition calculations. *Phys. Med. Biol.* 30 (1985) 541–556.
7. L. Koblinger, W. Hofmann: Monte Carlo modelling of aerosol deposition in human lungs. Part I: Simulation of particle transport in a stochastic lung structure. *Journal of Aerosol Science* 21 (1990) 661–674.
8. W. Hofmann, L. Koblinger: Monte Carlo modeling of aerosol deposition in human lungs. Part II: Deposition fractions and their sensitivity to parameter variations. *Journal of Aerosol Science* 21/5 675–688.
9. W. Hofmann, L. Koblinger: Monte Carlo modeling of aerosol deposition in human lungs. Part III: Comparison with experimental data. *Journal of Aerosol Science* 23/1 (1992) 51–63.
10. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation: *Report to the General Assembly, with Scientific Annexes. Sources and effects of ionizing radiation*. (2000).
11. T. Haninger: Size distributions of radon progeny and their influence on lung dose. In: *Radon and Thoron in the human environment*. 7th Tohwa University International Symposium. World Scientific, Singapore (1998) 574–576.



4. ábra. A kitapadt részecskék ^{218}Po és ^{214}Po bomlásából származó elnyeltdózis-teljesítményeinek eloszlása.

12. P. Fűri, Á. Farkas, B. G. Madas, W. Hofmann, R. Winkler-Heil, G. Kudela, I. Balásházy: The degree of inhomogeneity of the absorbed cell nucleus doses in the bronchial region of the human respiratory tract. *Radiation and Environmental Biophysics* (2019). <https://doi.org/10.1007/s00411-019-00814-0>
13. S. K. Chopra: Measurement of tracheal mucociliary transport velocity in human smokers versus nonsmokers, *Am. Rev. Respir. Dis.* 119/Suppl. (1979) 205.
14. R. Sturm, W. Hofmann: Stochastic modelling predictions for the clearance of insoluble particles from the tracheobronchial tree of the human lung. *Bulletin of Math. Biol.* 69 (2007) 395–415.
15. R. R. Mercer, M. L. Russell, J. D. Crapo: Radon dosimetry based on the depth distribution of nuclei in human and rat lungs. *Health Physics* 61 (1991) 117–130.

5. ábra. A kitapadt részecskék ^{218}Po és ^{214}Po bomlásából származó elnyeltdózis-teljesítményeinek eloszlása.



ÁLTALÁNOS RELATIVISZTIKUS EFFEKTUSOK SPINPOLARIZÁLT RÉSZECSEKENYALÁBOKBAN

László András – Wigner FK Részecske- és Magfizikai Intézet NFO
Zimborás Zoltán – Wigner FK Részecske- és Magfizikai Intézet ELMO

Spinpolarizált nyalábok dinamikája mint kísérleti eszköz

A relativisztikus töltött részecskék spinpolarizált nyalábjainak dinamikája számos fizikai jelenségre érzékeny [1]. Ezt használják ki például a müon részecskék ($g-2$) mágnesesmomentum-anomáliájának mérésekor, a kvantum-elektrodinamika (QED), illetve a standard modell (SM) érzékeny tesztjeként [2]. A relativisztikus kvantummechanika mozgásegyenlete, a Dirac-egyenlet szerint egy elemi részecske dimenziótlanított spin okozta mágneses momentuma, vagyis a g (giromágneses) faktora egzaktul kettő.¹ A kvantumtérelmélet azonban ehhez sugárzási korrekciókkal járul, így például elektronok és müonok esetében a g -faktor csak közelítőleg kettő. Az

$$a = \frac{g-2}{2}$$

mennyiség, amelyet mágnesesmomentum-anomáliának szokás nevezni, egyrészt kvantumkorrekciókat tartalmaz a standard modellből, főként annak elektrodinamikai szektorából, valamint standard modellen túli (BSM) járulékokat tartalmazhat. Összetett részecskékre, például protonokra a mágnesesmomentum-anomália jelentősen eltér a Dirac-egyenlet által

jósolt nominális értéktől, mivel belső impulzusmomentumai is vannak. A mágnesesmomentum-anomália mérése mozgó (relativisztikus) részecskékre azon az elven alapszik, hogy pont részecskelimeszben, mágneses térben haladó, mágneses momentummal rendelkező részecske spinje a mágnesesmomentum-anomáliával arányos szögsebességgel precesszál. E limeszben a teljes spindinamikát az (1) relativisztikus Newton + Thomas–Bargmann–Michel–Telegdi-egyenlet (TBMT-egyenlet) írja le (lásd a következő oldal tetején).

A müon $g-2$ kísérletekben egy kör alakú mágneses tárológyűrűben keringtetik a részecskéket, ahol a homogén mágneses görbítő mezőben a müonok spinje a mágneses térrel, valamint a mágnesesmomentum-anomáliával arányosan, a pálya síkjában precesszál, ahogy azt az 1. ábrán láthatjuk. A nyaláb transzverzális irányú együtt-tartásához szükséges elektrosztatikus fókuszáló terek precesszáltató hatását úgy küszöbölik ki, hogy a mérést a

$$|\beta \gamma| = \frac{1}{\sqrt{a}} \quad (2)$$

mágikus sebességnél végzik, amikor is a fókuszálásból eredő kósza elektrosztatikus terek a precesszióhoz nem adnak járulékot.

A töltött részecskék elektromos dipólmomentuma (EDM) hasonlóan érdekes mennyiség, amelynek kísérleti meghatározásához szintén a spinpolarizált nyalábok dinamikájának tanulmányozása tűnik célravezetőnek [3]. A Dirac-egyenlet nulla elektromos dipólmomentumot jósol. Kvantumtérelmélet keretében végzett standardmodell-számítások szerint is nagyon

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



László András a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa. PhD fokozatát 2008-ban szerezte az Eötvös Loránd Tudományegyetemen, kísérleti részecskefizika témában. Ezután posztdoktori kutatóként dolgozott a CERN-ben 2009 és 2013 között. 2014 óta a Wigner FK Nagyenergiás Fizika Osztályán, az Innovatív Detektorfejlesztő Kutatócsoportjának tagja. Elméleti területen együttműködik a potstdami Albert Einstein Institute-tal.



Zimborás Zoltán a Wigner Fizikai Kutatóközpont főmunkatársa, a BME oktatója. Doktori fokozatát 2009-ben szerezte az Eötvös Loránd Tudományegyetemen. Ezután Torinóban, Bilbaóban, Londonban és Berlinben dolgozott posztdoktorként. 2018 óta a Wigner FK Térelmélet kutatócsoportjának vezetője.

¹A spin okozta mágneses momentum dimenziótlanított alakja a

$$g = \frac{2 m \mu}{q s}$$

kifejezés, ahol μ a részecske spin okozta mágneses momentuma, m a tömege, q a töltése, és s a spinje. Megjegyzendő, hogy a spinvektor mindig párhuzamos a mágneses momentum vektorával, ellenkező esetben a spinvetületen felül a mágneses momentum vetületéhez is tartozna külön kvantumszám, amit nem tapasztalunk. Ugyanezen érv miatt, ha egy részecskének elektromos dipólmomentuma lenne, az is a spinvektor irányába mutatna. Egy d elektromos dipólmomentumú (EDM-ű) részecske momentumát szintén jellemezni lehet egy

$$\eta = \frac{2 m d}{q s}$$

dimenziótlan számmal. Ez a szám egy Dirac-egyenletnek elegendő, belső szerkezet nélküli részecske esetén – kvantumtérelméleti korrekciókat nem tekintve – nulla.

$$\frac{d\boldsymbol{\beta}}{dt_{\text{lab}}} = \frac{q}{m\gamma} (\underbrace{\mathbf{E}/c - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}/c) \boldsymbol{\beta}}_{\text{a „mágikus sebességnél” nulla}} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{S}_{\text{lab, együttforgó}}}{dt_{\text{lab}}} = -\frac{q}{m} \left(\underbrace{a\mathbf{B}}_{\text{mágneses tag}} + \underbrace{\left(\frac{1}{(\beta\gamma)^2} - a \right) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}/c}_{\text{elektromos tag}} + \underbrace{\frac{1}{2} \eta (\mathbf{E}/c + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B})}_{\text{EDM tag (amennyiben van)}} \right) \times \mathbf{S}_{\text{lab, együttforgó}}$$

ahol $\boldsymbol{\beta}$ a sebességvektor a c fénysebesség egységben, q a töltés, m a tömeg, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ a Lorentz-faktor, $\mathbf{E}$ az elektromos, $\mathbf{B}$ a mágneses térerősségvektor, $\mathbf{S}_{\text{lab, együttforgó}}$ a spinvektornak a $\boldsymbol{\beta}$, $d\boldsymbol{\beta}/dt_{\text{lab}}$, valamint ezek $\times$ vektoriális szorzatára vett vetületei, $a = (g-2)/2$ a mágnesesmomentum-anomália, amiben $g = (2m\mu)/(qs)$ a már említett giromágneses faktor, itt s a spin és μ a mágneses dipólmomentum, végül $\eta = (2md)/(qs)$ az esetlegesen jelen levő elektromos dipólmomentum dimenziótlanított alakja, amiben d az elektromos dipólmomentum (ha van).

kicsi ez a mennyiség. Még az összetettnek ismert részecskék, például protonok vagy könnyű atommagok elektromos dipólmomentuma is rendkívül kicsi: bőven 10^{-30} ecm (elemi töltés · centiméter) alatt van. Számos, standard modellen túli (BSM) elmélet azonban 10^{-28} ecm körüli/fölötti értékeket jósol. Emiatt született meg az a kísérleti ötlet, hogy a BSM-modelleket úgy lehetne tesztelni, hogy töltött részecskék elektromos dipólmomentumát (EDM) körülbelül 10^{-28} ecm pontossággal megmérjük. Ha sikerül nemnulla EDM-et kimutatni – akár például protonokra vagy könnyű atommagokra –, az mindenképpen a standard modellen túli (BSM) fizikára utal. A töltött részecskék EDM-ét a $g-2$ gyűrű egy módosított elrendezésében mérik: a homogén mágneses görbítőtéren felül egy hengeres, sugárirányú elektrosztatikus teret is alkalmaznak, pontosan úgy, hogy egyrészt a

körmozgás teljesüljön, másrészt a $g-2$ miatti mágneses precessziót a pálya síkjában megállítsák. A mozgásegyenletből megállapítható, hogy ez a feltétel akkor teljesül, ha

$$Er = -\text{sign}(a) \frac{mc^2}{q} \frac{(a\beta\gamma)^2 \sqrt{a^2 + (a\beta\gamma)^2}}{a^2(1+a)}, \quad (3)$$

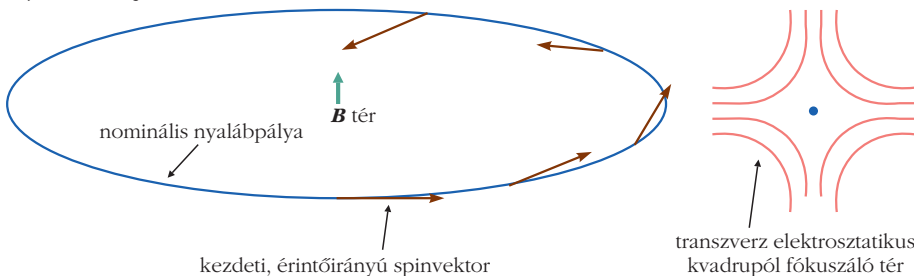
$$Br = \frac{mc}{q} \frac{(a\beta\gamma)(a - (a\beta\gamma)^2)}{a^2(1+a)},$$

ahol r a pálya sugara és c a fénysebesség. Ebben az elrendezésben, ha van nemnulla EDM (η), akkor az a spint kiforgatja a pálya síkjából, amely egy igen jól detektálható szignatúra. A szóban forgó elrendezést *befagyasztott spinű* (frozen spin) tárológyűrűnek nevezzük, és a 2. ábra szemlélteti.

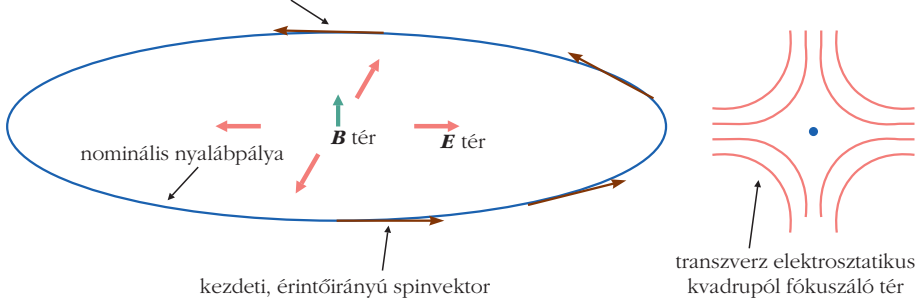
Egy befagyasztott spinű tárológyűrű, amennyiben az említett 10^{-28} ecm EDM érzékenységet célozzuk meg, mindenféle háttéreffektusra is érzékeny lesz. Egy tipikus elrendezésben a szóban forgó EDM érzékenység 10^{-9} rad/s precessziós érzékenységet jelent, azaz egy kezdetben érintőirányú spin ilyen rátával emelkedne ki a pálya síkjából. Kiderül, hogy – többek között az általános relativitáselmélet következtében – a földi gravitációs tér is szisztematikus járulékot ad a fent említett EDM jelhez. Eredetének megértéséhez célszerű az (1) egyenletet relativisztikusan, szembeszökően kovariáns alakban felírni.

1. ábra. Relativisztikus töltött részecskék g -faktorát úgy mérik, hogy egy homogén mágneses mezőt tartalmazó kör alakú tárológyűrűben keringtetik őket. Ebben a situációban a spin a $\gamma\omega$ szögsebességgel a pálya síkjában precesszál, ahol „ a ” a mágnesesmomentum-anomália, ω a keringés körfrekvenciája és γ a Lorentz-faktor. A $\gamma\omega = qB/m$ segédösszefüggés miatt az „ a ” mágnesesmomentum-anomália meghatározhatóvá válik, amennyiben a q/m töltés/tömeg arányt pontosan ismerjük, valamint pontos magnetometriánk van. A pillanatnyi spinirányt például müonok esetén annak kihasználásával mérik, hogy müonbomlás esetén a kilépő bomlási elektron iránya – a gyenge kölcsönhatás tulajdonságai miatt – korrelált a spinnel. Továbbá azt a fontos trükköt használják, hogy a keringési sebességet speciálisan állítják be: a (2) egyenletben leírt situációt igyekeznek elérni, ekkor a spinprecesszió nem lesz érzékeny a B görbítőtéren felül alkalmazott elektrosztatikus fókuszáló terekre, amelyek a nyalábot transzverzális irányban fogják össze. Ezt a beállítást *mágikus lendületek* hívják (helyesebb lenne a mágikus sebesség), és ez a trükk teszi lehetővé, hogy egyáltalán esély legyen a müonok mágnesesmomentum-anomáliájának 10^{-7} alatti relatív pontosságú meghatározására.

A $g-2$ mérő-tároló gyűrűk elve: vertikális mágneses térben a spin a pálya síkjában ($a\gamma\omega$) rátával precesszál



Befagyasztott spinű gyűrűkben a mágneses precessziót elektromos térrel kompenzálják: a spin mindig érintőirányú a pályára



2. ábra. Relativisztikus töltött részecskék EDM-jét úgy mérik, hogy egy homogén mágneses mezőt és hengeres elektromos mezőt tartalmazó, kör alakú tárológyűrűben keringtetik őket. A két görbítőteret úgy állítják be, hogy egyrészt a körmozgás feltétele teljesüljön, másrészt, hogy a $g-2$ miatti pálya síkjában történő spinprecessziót éppen kompenzálják. Ezt az elrendezést nevezik befagyasztott spinű (frozen spin) tárológyűrűnek. Ezen elrendezésben, ha az EDM (η) nem nulla, akkor az kiforgatja a spin a pálya síkjából. Transzverzális irányban – hasonlóan egy $g-2$ gyűrűhöz – szintén elektrosztatikus kvadrupól térrel fogják össze a nyalábot.

Spines töltött pont részecske (általános) relativisztikus dinamikája

Relativisztikusan egy (γ, w^a) párral tudunk jellemezni egy spines pont részecskét, ahol γ egy időszerű világvonallal, w^a pedig egy a γ világvonallal mentén értelmezett négyesvektormező, amely a spin pillanatnyi irányát írja le. A γ világvonallal u^a négyessebességének definíciójából adódóan a világvonallal minden pontjában teljesül az $u_a u^a = 1$ kényszer, valamint kvantummechanikai okokból, a spin definíciójából eredően a $w_a w^a = -1$ és az $u_a w^a = 0$ kényszereknek is teljesülniük kell, ahogyan azt a 3. ábra szemlélteti.

Az (1) Newton+TBMT-egyenletek alakja szembevetve kovariáns formalizmusban az alábbi

a) Newton-egyenlet a Lorentz-erővel:

$$u^a \nabla_a u^b = -\frac{q}{m} F^{bc} u_c \quad (4.a)$$

és b) TBMT-egyenlettel:

$$D_u^F w^b = -\frac{\mu}{s} (F^{bc} - u^b u_a F^{dc} - F^{bd} u_a u^c) w_c + \frac{d}{s} (\star F^{bc} - u^b u_a \star F^{dc} - \star F^{bd} u_a u^c) w_c, \quad (4.b)$$

ahol F_{ab} az adott külső elektromágneses tér térerősségtenzora, $\star F_{ab}$ annak a Hodge-duálisa, ∇_a a téridő szerinti kovariáns deriválás (infinitezimális paralel transzport) operátor, D_u^F pedig az u^a négyessebességgel jellemzett világvonallal mentén úgynevezett Fermi-Walker-deriválás operátora, amely a

$$D_u^F w^b = u^a \nabla_a w^b + w_a u^b u^a \nabla_a u^d - w_a u^d u^a \nabla_a u^b$$

formulával van értelmezve. A Fermi-Walker-derivált operátor definíció tulajdonsága, hogy a paralel transzportnak egy olyan minimálisan módosított változata, amely a transzport során a transzportált négyesvektorok egymáshoz viszonyított négyesszögét nem változtatja. Így a Fermi-Walker-transzport tulaj-

donképpen egy rigid, ortonormált bázis u^a menti paralel transzportját írja le. Ennél a tulajdonságánál fogva tekintik a Fermi-Walker-transzportot a relativisztikus pörgettyűmozgás modelljének (a szabad pörgettyűmozgás egyenlete $D_u^F w^b = 0$), amelyet például a Gravity Probe B [4] műholdkísérlettel is ellenőriztek általános relativisztikus esetre. Speciális relativisztikus határesetben a (4) Newton+TBMT-egyenletet számtalanszor ellenőrizték már: ezzel az egyenlettel tervezik a spinpolarizált nyalábok optikáját.

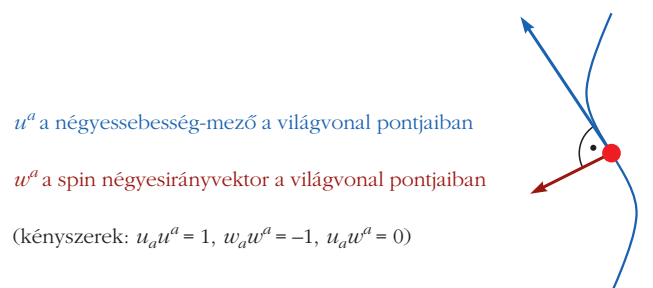
Emiatt jelenlegi ismereteink szerint a (4) Newton+TBMT-egyenlet általános relativisztikusan is érvényes modellje a töltött spines pont részecskék mozgásának adott elektromágneses és gravitációs háttérben.

Hasznos felidézni a $D_u^F w^b = 0$ szabad pörgettyűmozgás egyenlet által leírt mozgási formák egyes speciális eseteit:

1. Szabad, azaz geodetikus mozgásokra ($u^a \nabla_a u^b = 0$) gravitációs térben:
 - Nem forgó test gravitációs terében (Schwarzschild-téridőben): *de Sitter*-precesszió.
 - Forgó test gravitációs terében (Kerr-téridőben): *Lense-Thirring*-precesszió. (Ezt mérték ki a *Gravity Probe B* műholdas kísérlettel.)
2. Kényszerített mozgásokra ($u^a \nabla_a u^b =$ valami négyes-erő):
 - *Thomas*-precesszió. (Már speciális relativitáselméletben, azaz gravitáció nélkül is ad effektust.)

Fontos látni, hogy egy gyorsuló világvonallal mentén transzportált szabad pörgettyű már a speciális relativitáselméletben másképp viselkedik, mint a nemrelativisztikus (newtoni) határesetben. Nemrelativisztikus esetben a pörgettyű igyekszik megőrizni eredeti irányát, így a spinvektor evolúcióját paralel transzport írja le. Relativisztikus esetben azonban a spin irányvektora a négyessebességre való ortogonalitás megőrzésére ($u_a w^a = 0$) törekszik. Emiatt, gyorsuló világvo-

3. ábra. Egy relativisztikus töltött spines pont részecske téridőbeli evolúciója egy időszerű világvonallal, valamint egy a mentén értelmezett, reá négyes-ortogonális spinirányú egységvektorral jellemezhető.



u^a a négyessebesség-mező a világvonallal pontjaiban

w^a a spin négyesirányvektor a világvonallal pontjaiban

(kényszerek: $u_a u^a = 1$, $w_a w^a = -1$, $u_a w^a = 0$)

nal mentén ($u^a \nabla_a u^b \neq 0$) a spin irányvektorának fejlődését a Fermi–Walker-transzport írja le a parallel transzport helyett, és ugyanezen ok miatt a spin irányvektora úgynevezett *Thomas-precessziót* kénytelen elszenvedni. Amennyiben a részecske mágneses momentummal is rendelkezik, akkor a spinre az külön forgatónyomatékkal hat, amelyet *Larmor-precesszió-nak* neveznek. Összességében tehát egy mágneses momentummal bíró spines pont részecskére a kinematikai eredetű (Thomas, 5. egyenlet bal oldala okozza) precesszió és elektromágneses eredetű (Larmor, 5. egyenlet jobb oldala okozza pluszban) precesszió eredője hat:

$$D_u^F w^b = -\frac{\mu}{s} \left(F^{bc} - u^b u_a F^{ac} - F^{bd} u_d u^c \right) w_c. \quad (5)$$

Általános relativisztikus korrekciók földi tárológyűrűkben

A földi tárológyűrűs kísérletek a földkérgen ülnek és nem szabadon propagálnak az égitestek gravitációs terében, ezért ezen elrendezések elvileg érzékenyek lehetnek a földi gravitációs tér hatásaira. (Az ekviválenciaelv eleve nem ejti ki a földi gravitációs járulékot.) Az elmúlt években néhány szerző felvetette [5], hogy akár műon $g-2$ kísérletekben számottevő szisztematikus járulékot adhat a Föld. Konkrét számolás [6] azt mutatja, hogy ha a tárológyűrű vízszintesen ül a földkérgen, akkor a szóban forgó általános relativisztikus korrekció mind a Thomas-, mind a Larmor-precesszióra nyalábradiális irányú lesz. Emiatt pedig a $g-2$ kísérletekhez az általános relativisztikus járulék eleve kicsi, másodrendű lesz, konkrétan $\approx 10^{-21}$ nagyságrendű relatív hibát okozva. A befagyasztott spinű (EDM-mérő) tárológyűrűkhöz azonban koherensen hozzáadódó járulékot okoz a földi gravitációs tér: egy hamis EDM-szerű jelet indukál, nevezetesen a spint az EDM-hez hasonlóan kitekeri a pálya síkjából, $-\alpha \beta \gamma g/c$ szögsebességgel, ahol g a Föld felszínén mért gravitációs gyorsulás. Mivel $g/c \approx 33$ nrad/s, és amennyiben az $|\alpha \beta \gamma| \approx 1$ nagyságrend elérhető, akkor a szóban forgó hamis EDM jel az elérni kívánt EDM érzékenységnél körülbelül tízszerese lesz, tehát igencsak mérhetőnek várjuk. A kísérlet tényleges elvégzéséhez az egyik legjelentősebb problémát az okozza, hogy a (3) értelmében az általános relativisztikus jel intenzitását jellemző $|\alpha \beta \gamma|$ mennyiség függvényében a befagyasztott spinű állapot eléréséhez szükséges elektromos E görbítő tér $\sim O(|\alpha \beta \gamma|^3)$ módon nő és $\sim O(|\alpha|^{-2})$ módon csökken $|\alpha|$ függvényében. Észszerű, azaz például tíz méter nyalábgörbületi sugarat, és megvalósítható elektrosztatikus görbítő teret (maximum 8 MV/m) feltételezve az adódik [7], hogy csak nagy mágnesesmomentum-anomáliájú (nagy $|\alpha|$ -jú) részecskék jöhetnek szóba. Ilyeneket szerencsére találunk: spinpolarizált proton, trícium vagy hélium-3 atommagnyalábokkal megvalósíthatónak tűnik egy ilyen mérés, amelyet az általános

relativisztikus jelre optimalizálhatunk. Ezen nyalábok spinpolarizált gyorsítása és polarimetriája a jelenlegi technológiák mellett már megoldható.

A gravitációs járulék értelmezéséhez érdekes megnevezni, hogy mi lenne a szóban forgó szisztematikus effektusra a jóslat nem általános relativisztikus modellben. A számolást speciális relativisztikus (Minkowski-téridős) modellben megismételve, ám a g gravitációs gyorsulást, mint külső erőt kézzel előírva a

$$-(1 + \alpha) \frac{\beta \gamma g}{c}$$

predikciót kapjuk. Ebből következik, hogy az effektus egy részét valóban szigorúan az általános relativitáselmélet okozza, $\alpha/(1+\alpha)$ arányban, és nem írható le newtoni fizikával. Elmondhatjuk tehát, hogy egy nagy mágnesesmomentum-anomáliájú részecskével végzett befagyasztott spinű tárológyűrűs kísérlet egy eddig nem tesztelt tartományban ellenőrizhetné az általános relativitáselméletet: mikroszkopikus részecskékre, relativisztikus sebességeknél, nem-tehetetlenségi világvonalakra, és nem csupán a tömegvonzás lenne tesztelve, hanem az általános relativitáselmélet tenzori jellege is.

A befagyasztott spinű tárológyűrűkkel való mérés egyik legnagyobb nehézsége, hogy a nyalábradiális irányú, nemkívánatos maradék mágneses tér igen nagy szisztematikus háttérrel ad az EDM, illetve az általános relativisztikus jelhez képest. Jelen állás szerint ez vezető rendben orvosolható lenne egy olyan elrendezéssel, amelyben kétfajta részecske-nyalábot ugyanabban a tárológyűrűben hoznak befagyasztott spinű konfigurációba [7, 8], például a proton- és a hélium-3-nyaláb párosítás alkalmas erre. Az elképzelés szerint a szóban forgó háttérrel a kétféle nyalábra mért precessziós ráta súlyozott összegéből ki lehet ejteni, amely eljárás az általános relativisztikus jeleket ráadásul konstruktívan kombinálja, tehát kiemeli. A kísérlet megvalósítására ebben az évtizedben sor kerülhet, a CPEDM kollaboráció által javasolt kísérletben.

Irodalom

1. S. R. Mane, Y. M. Shatunov, K. Yokoya: Spin-polarized charged particle beams in high-energy accelerators. *Rept. Prog. Phys.* 68 (2005) 1997.
2. J. P. Miller, E. de Rafael, B. L. Roberts: Muon ($g-2$): experiment and theory. *Rept. Prog. Phys.* 70 (2007) 795 [arXiv:hep-ph/0703049].
3. Y. Semertzidis: Storage ring EDM experiments. *Eur. Phys. J. Web. Conf.* 118 (2016) 01032.
4. 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 [arXiv:1105.3456].
5. T. Morishima, T. Futamase: Post-Newtonian effects of Dirac particle in curved spacetime – I: magnetic moment in curved spacetime. [arXiv:1801.10244, arXiv:1801.10245], arXiv:1801.10246].
6. A. László, Z. Zimborás: Quantification of GR effects in muon $g-2$, EDM and other spin precession experiments. *Class. Quant. Grav.* 35 (2018) 175003 [arXiv:1803.01395].
7. A. László: General relativity experiment with frozen spin rings. *Proceedings of Science SPIN2018* (2019) 182 [arXiv:1901.06217].
8. R. Talman: A doubly-magic storage ring EDM measurement method. [arXiv:1812.05949].

KVANTÁLT ELEKTROMÁGNESES TÉRREL KETTETT FELHARMONIKUSOK

Gombkötő Ákos,¹ Varró Sándor,^{2,3} Mati Péter,³ Földi Péter^{1,3}

¹Szegedi Tudományegyetem, ²Wigner Fizikai Kutatóközpont, ³ELI–ALPS

A magas rendű felharmonikusok keltése (high-order harmonic generation: HHG) az optikában azt jelenti, hogy valamilyen céltárgyra erős (lézer)fény esik be, és az anyagi válasz nemlinearitása miatt a keletkező másodlagos sugárzás spektruma tartalmazza a gerjesztő frekvencia egész számú többszöröseit, azaz a felharmonikusokat is. Elegendően nagy intenzitás mellett itt már nem kis egész számokról beszélünk, infravörös gerjesztés esetén például detektálhatók a már az extrém ultrabolya tartományba (néhányszor 10 nm hullámhossz környékére) eső felharmonikusok is. A jelenség alapos vizsgálata a nagyintenzitású fény-anyag kölcsönhatás fizikai hátterének megértéséhez járul hozzá, ugyanakkor lézertechnológiai szempontból is fontos, mivel elegendően sok, megfelelő fázisban lévő felharmonikus a szuperpozíció révén nagyon rövid impulzussá állhat össze [1–3]. (A közeli vagy közép infravörös tartományba eső gerjesztés esetén ez attoszekundumos időskálát jelent.) Magas rendű felharmonikusok keletkezését először gáz-mintákban tapasztalták [4, 5], de azóta már plazmákban [6] és széles tiltott sávú szilárdtestekben [7, 8] keltett harmonikusokat is detektáltak.

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

Az eredmények eléréséhez nagyban hozzájárultak a *Benedict Mihállyal* és *Paraskevas Tzallasszal* való megbeszélések.

A munkát az EFOP-3.6.2-16-2017-00005, a TUDFO/47138-1/2019-ITM FIKP és a GINOP-2.3.2-15-2016-00036 számú pályázatok támogatták. Az ELI–ALPS projektet (GINOP-2.3.6-15-2015-00001) az Európai Unió és az Európai Regionális Fejlesztési Alap támogatja.



Gombkötő Ákos Zalaegerszegen született, a Szegedi Tudományegyetemen szerzett fizikus diplomát. 2016 óta PhD hallgató, kutatási területe a nagyintenzitású fény-anyag kölcsönhatás kvantumos modellezése.



Varró Sándor fizikus (JATE TTK) 1979-től a KFKI-ban, tudományos tanácsadó a Wigner FK SZFI-ben. Humboldt-ösztöndíjas (1988–89), az MTA doktora (1999), az SZTE magántanára (2005). Az ELI–HU Elméleti és Szimulációs csoport vezetője (2014). Kutatási területei: intenzív lézerek sokfotonos folyamatainak kvantum-elektrodinamikája, attoszekundumos impulzusok elmélete, mértékinvariáns Wigner-függvények, feketetest-sugárzás digitális véletlenszerűsége, extrém sugárzási terek kvantumoptikája.



Mati Péter a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetemen szerzett mérnök-fizikusi oklevelet, majd ugyanitt doktorált. Kutatói és oktatói munkát végzett a Debreceni Egyetemen. Vendégkutatóként dolgozott a Sussexi Egyetemen. 2015 és 2019 között az ELI–ALPS munkatársa, kutatási területe a kvantumtérelméletek, egzakt renormálási csoport és egyéb nemperturbatív módszerek. 2019 vége óta gépi tanulásra specializálódott mérnökként dolgozik az önvezetőautó-iparban.



Földi Péter a József Attila Tudományegyetemen (később SZTE) szerzett fizikus és fizikatanár diplomát, majd PhD fokozatot. 2004 óta az SZTE Elméleti Fizikai Tanszékén dolgozik adjunktusként, majd habilitálva (2011.) docensként. Hosszabb ideig volt vendégkutató az Antwerpeni Egyetemen és a Garching melletti Max Planck Kvantumoptikai Intézetben. 2015 óta az ELI–ALPS rész munkaidős munkatársa. Kutatási területe a fény-anyag kölcsönhatás és a transzportfolyamatok kvantumos leírása.

ka komplementere: korábban [11] a felharmonikus-módusokat, most pedig a gerjesztő teret [17] tekintjük kvantálnak. (A teljesen kvantumos leírás kidolgozása jelenleg még folyamatban van.)

Az elméletet tekintve, szabad töltött részecskék kvantált térrel való kölcsönhatásának a leírása mind relativisztikus [15], mind pedig nemrelativisztikus [16] esetben ismert. A [15] munka a HHG első nemperturbatív tárgyalása nemlineáris Compton-szórás esetén. A kísérleti cikkek [13, 14] maguk is tartalmazzanak egy-fajta elméleti indoklást, ugyanakkor korántsem állíthatjuk, hogy mostanra már a teljes folyamat minden részletét értjük. Ezért ésszerű, ha a lehető legegyszerűbb modellt tekintve próbáljuk meg felfedni a folyamatért felelős fizikai mechanizmusokat. Ezt tettük a [17] munkában, amelynek fő eredményeit a következőkben fogjuk összefoglalni.

Modell

A továbbiakban egy jól ismert, klasszikusnak tekinthető kvantumoptikai modell azon határesetét vizsgáljuk, amikor a gerjesztő tér annyira erős, hogy képes felharmonikusokat kelteni. A Jaynes–Cummings–Paul (JCP) modellben egyetlen elektromágnes módot tekintünk, amely egyetlen atommal áll kölcsönhatásban, és az egyszerűség kedvéért az atomot is összesen két kvantumállapottal vesszük figyelembe. A rendszert leíró Hamilton-operátor a következő:

$$H = H_a + H_m + H_{am} = \frac{\hbar}{2} \omega_0 \sigma_z + \hbar \omega a^\dagger a + \hbar \Omega \sigma_x (a + a^\dagger), \quad (1)$$

ahol az első tag az atomi rendszert, a második a mezőt, H_{am} pedig a kölcsönhatásukat írja le. Az egyenletben a kétszer kettes Pauli-mátrixok (σ_x és σ_z), illetve a módus keltő ($a^\dagger$) és eltüntető (a) operátorai jelennek meg. A két atomi nívó közötti energiakülönbség $\hbar\omega_0$, és ω jelöli a gerjesztő módus frekvenciáját. A kölcsönhatási operátor lényegében dipólmomentum $\times$ térerősség alakú, mivel a dipólmomentum-operátor σ_x -szel, a térerősség pedig $(a^\dagger + a)$ -val arányos. A ZnO mintában, 800 nm központi hullámhosszú gerjesztéssel keltett felharmonikusok esetének [14] megfelelően $\omega_0/\omega = 2,2$, ami a ZnO tiltott sávjának és a $\hbar\omega$ fotonenergiának az aránya. A kölcsönhatás erősségét meghatározó Ω Rabi-frekvencia nagyságrendekkel kisebb, mint akár ω vagy ω_0 . Technikai megjegyzésként érdemes felhívni a figyelmet arra, hogy ilyen erős elhangolás mellett semmiképpen nem lenne reális a rezonanciához ($\omega \approx \omega_0$) közeli esetben (a JCP-modell eredeti megfogalmazása) érvényes forgóhullámú közelítés, amely az (1) egyenlettől a kölcsönhatási tag alakjában különbözik. Emellett könnyen megmutatható, hogy a forgóhullám-közelítés egyáltalán nem vezet HHG-hez, azaz az (1) egyenlet által adott modell – ha a felharmonikusok keltésének elemzése a célunk – praktikusán tovább már nem egyszerűsíthető.

A rendszer dinamikájának számításához szükség van egy kezdőállapotra, ami az atomi rendszer esetén az alacsonyabb energiához tartozó (alap)állapot, míg mező esetében egy $|\alpha_0\rangle$ -al jelölt koherens állapotot tételezünk fel. A koherens állapotok a mező leginkább klasszikusnak tekinthető állapotai, ahol a maximális térerősség a komplex értékű α_0 paraméter abszolút értékével arányos. Ez azt jelenti, hogy az erős gerjesztés esete nagy $|\alpha_0|$ -hoz tartozik.

Eredmények

A koherens állapotok időfejlődése kölcsönhatás nélkül a tankönyvekből ismert. Az

$$i\hbar \frac{\partial |\phi\rangle}{\partial t} = H_a |\phi\rangle$$

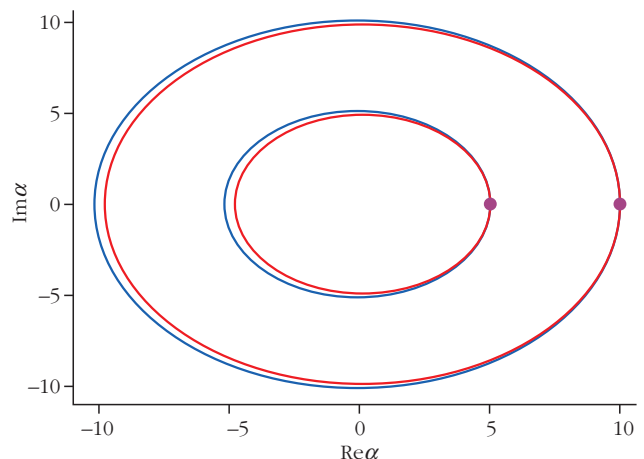
időfüggő Schrödinger-egyenlet megoldása, ha $t = 0$ -ban $|\phi\rangle = |\alpha_0\rangle$, akkor

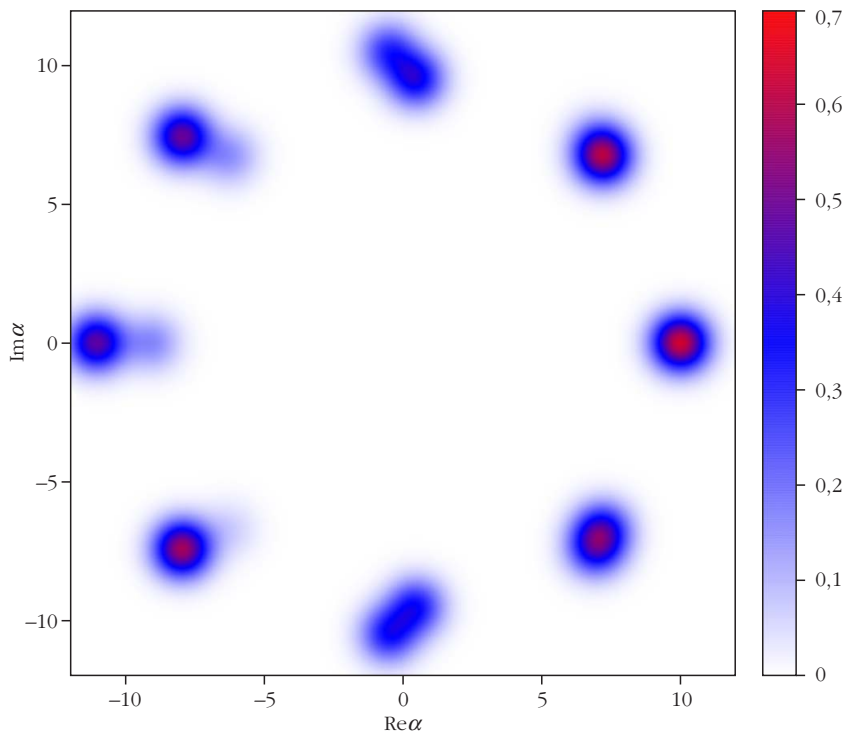
$$|\phi\rangle(t) = |\alpha_0 \exp(-i\omega t)\rangle,$$

azaz a koherens állapot az idő múlásával is koherens marad, mindössze az indexe változik. Ez a változás a módus fázisterével azonosítható α komplex síkon egy α_0 sugarú körnek felel meg, amelyen a periódusidő alatt halad körbe az állapotot reprezentáló pont. (Mivel a térerősség várható értéke α valós részével arányos, annak időfüggése – nem meglepő módon – $\cos\omega t$ -vel fog oszcillálni.)

Ez a jól ismert időfejlődés természetesen megváltozik, ha figyelembe vesszük az anyaggal való kölcsönhatást. Általános esetben az (1) Hamilton-operátor által generált dinamika megoldása nem ismert, ugyanakkor esetünkben – mivel intenzív gerjesztést feltételezünk – értelmes az „erőtér-közelítés”, amikor az atomi Hamilton-operátor hatását elhanyagoljuk. Ekkor még analitikusan fel tudjuk írni az időfüggő Schrödinger-egyenlet megoldását [17]. Az előző fejezet végén

1. ábra. A kezdetben alapállapotban lévő atom és koherens állapotban lévő mező időfejlődésének szemléltetése a fázistéren két koherens állapot esetére, azaz „erőtér-közelítésben”, azaz H_a elhanyagolásával.





2. ábra. A gerjesztő módus Wigner-függvénye abban az esetben, ha a teljes, közelítések nélküli dinamikát tekintjük. A nyolc, jól elkülöníthető rész különböző időpillanatokhoz tartozik az első optikai ciklusban: $t = 0, 1/8T, 2/8T, \dots, 7/8T$. A paramétereket ($\alpha_0 = 10$, $\omega/\Omega = 0,5$) úgy választottuk meg, hogy jól szemléltessék a jelenséget. Realisztikus esetben ennél sokkal erősebb a lokalizáció.

megadott kezdeti feltételek esetén azt kapjuk, hogy a dinamika során a kezdeti egyetlen $|\alpha_0\rangle$ állapot két koherens állapotra esik szét, amelyekhez különböző atomi állapotok tartoznak. Az alapállapotot példának tekintve, az úgy is felírható, mint σ_x két sajátállapotának azonos súlyú szuperpozíciója, és a két σ_x sajátállapothoz egymástól eltérő időfüggésű koherens állapot tartozik. Ezt a dinamikát az 1. ábra szemlélteti, ahol a két különböző koherens állapotot piros és kék szín reprezentálja. Kezdetben ($t = 0$) ezek megegyeznek (lila pont), az optikai ciklus során eltávolodnak egymástól (ennek mértéke Ω/ω -val arányos), majd ismét egybeesnek a $t = T = 2\pi/\omega$ időpillanatban. Szokásos módon a másodlagos sugárzás és így a magasrendű harmonikusok forrásának az atomi dipólmomentumot (pontosabban annak megváltozását) tekintjük. Ezt figyelembe véve fontos megjegyezni, hogy az erősterközelítést alkalmazó megoldás még nem elegendő a felharmonikusok megjelenésének megmagyarázására, mert a dipólmomentum várható értéke (lényegében $\langle \sigma_x \rangle$) ebben az esetben konstans zero.

Ezt azt is jelenti, hogy az atomi Hamilton-operátor jelenléte elengedhetetlenül szükséges a felharmonikusok megjelenéséhez, H_a az, ami átmeneteket indukál a dipólmomentum különböző sajátállapotai között. Ha a dinamika számításánál a teljes (1) Hamilton-operátort szeretnénk figyelembe venni, akkor numerikusan kell dolgoznunk, és a szokásos módszerekkel így is nehézségekbe ütközünk, aminek fő oka a nagy gerjesztő intenzitás. (A fotonok számát tekintve érdemes megjegyezni, hogy egy $|\alpha\rangle$ koherens

állapotban az átlagos fotonszámot $|\alpha|^2$ adja. A [13] kísérleti munkában impulzusonként 10^{15} fotont becsülték, ami érezhető módon megoldhatatlan problémát jelent, ha a fotonszámok bázisán fejtjük ki a Schrödinger-egyenletet.) Ezt a nehézséget nagyon elegáns módon orvosolja az a bázis, amit Neumann János vezetett be 1932-ben [18]. Ez a von Neumann-rácsnak nevezett bázis koherens állapotokból áll, amelyek α indexei a komplex síkon négyzetrácsot alkotnak (a legközelebbi szomszédok távolsága $\sqrt{\pi}$ [19]). Az általunk vizsgált esetben azt tapasztalhatjuk, hogy ha a kezdő koherens állapot α_0 indexe környékén tekintjük a von Neumann-rács egy alkalmasan nagy részét, és ezt a rácsot az 1. ábrán látható kör mentén az origó körül elforgatjuk, akkor a magasfelharmonikus-keltés időskáláján ez a rács folyamatosan a számítások megfelelő pontosságát biztosító bázist szolgáltat. Ez abból fakad, hogy ezen az időskálán (néhány vagy néhányszor tíz optikai ciklus) a fázistéren a dinamika lokalizált: ahogy az 1. ábra mutatja, H_a elhanyagolása esetén valóban pusztán két, egymáshoz közeli koherens állapot mozgásáról van szó, és mivel most az atomi Hamilton-operátor tekinthető perturbációnak $H_m + H_{am}$ -hez képest, néhány ciklus alatt az egzakt dinamika sem „keni szét” számottevően a koherens állapotokat a fázistéren. Így tehát egy fizikailag is érthető okokból hatékony módszert kapunk az időfejlődés kiszámítására, ami lehetővé teszi, hogy tetszőleges nagy kezdeti $|\alpha_0|$ esetén megoldjuk a problémát.

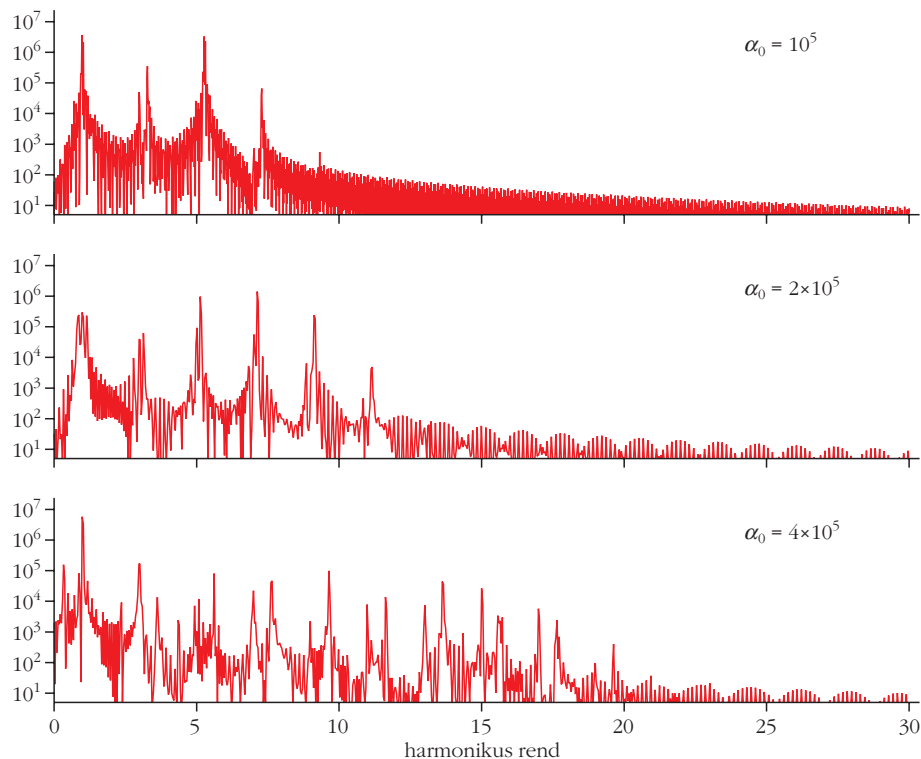
Szemléltetésként a 2. ábra a képalírásban szereplő paraméterek esetére mutatja Wigner-függvény felhasználásával a dinamikát. A $W(\alpha)$ Wigner-függvény a fázistéren értelmezett (kvázi)valószínűségi sűrűségfüggvény, ahol a zárójeles előtag arra utal, hogy W a matematikai valószínűségszámítás kétváltozós $(\text{Re } \alpha, \text{Im } \alpha)$ valószínűségi sűrűségfüggvényeinek majdnem minden tulajdonságával rendelkezik. (Az egyetlen, a kvantummechanika sajátosságaiból adódó kivétel a nemnegativitás.) Ez szemléletesen azt jelenti, hogy a 2. ábrán látható esetben, amikor $W(\alpha) \geq 0$ lényegében mindenütt, azt mondhatjuk, hogy a rendszer a fázistérben nagy valószínűséggel azokat a tartományokat foglalja el, amelyeken $W(\alpha)$ nagy értékeket vesz fel. Ilyen szemmel vizsgálva az ábrát, a dinamika fentebb említett fázistérbeli lokalizáltsága jól látható.

A kölcsönhatásban résztvevő atomi rendszer és az elektromágneses módus közül eddig főként az utóbira koncentráltunk, bár természetesen a két rendszer dinamikája nem független egymástól. (Ez az összefo-

nódottság például abban is megnyilvánul, hogy az 1. ábrán látható két különböző „fázisrajtörítát” követő koherens állapothoz különböző atomi állapotok tartoznak.) Az atomi rendszer dinamikája azért is érdekes, mert ez az, ami forrásként szolgál a harmonikusokat is tartalmazó másodlagos sugárzás számára. A HHG elméletében gyakran alkalmazott gyakorlat az, hogy ha valamilyen módon ki tudjuk számítani egy rendszer dipólmomentumának a $d(t)$ időfüggését, akkor első közelítésben $d(t)$ Fourier-transzformáltját, $\tilde{d}(\nu)$ -t tekintik a (nem normált) magasfelharmonikus spektrumnak. (Ábrázolni főként $|\tilde{d}|^2(\nu)$ -t szokás, annak ellenére, hogy a fázisok szerepe is jelentős lehet.) Ez a módszer sok elhanyagolással él, a terjedési effektusok figyelembe vétele például teljes mértékben hiányzik, ugyanakkor az atomi

folyamatok szerepét tisztán mutatja. Modellünkben a dipólmomentum szerepét – konstanstól eltekintve – a σ_x operátor játssza, és ahogy már említettük, ahhoz, hogy ennek várható értéke megváltozzon, az (1) egyenlettel adott összes tag szükséges. Ha azonban minden tagot figyelembe veszünk és az időfüggő Schrödinger-egyenlet megoldását a von Neumann-rács segítségével számítjuk, akkor $d(t)$ -nek $\langle \sigma_x \rangle(t)$ -t feleltetve meg, a HHG spektrumok kiszámíthatók. Ezekre mutat példát a 3. ábra, ahol különböző $|\alpha_0\rangle$ kezdőállapotok esetén számítottuk ki $|\tilde{d}|^2(\nu)$ függvényt. Az ábra vízszintes tengelyén a „harmonikus rend” azt jelenti, hogy az adott körfrekvencia hány-szorosa a gerjesztéshez tartozó ω -nak. Ezen eredmények rendelkeznek a magasfelharmonikus spektrumok szokásos tulajdonságaival: ω -nál található egy erős csúcs, azután lényegében ω páratlan számú többszöröseinek környékén látunk csúcsokat (a párosak szimmetriaokokból hiányoznak), amelyek magassága egy tartományon belül nagyjából állandó. Ezt a platót a jel erőteljes csökkenése követi, amit levágásnak vagy letörésnek hívnak. Ahogyan az ábrán is látszik, a számolt spektrumok azt a kísérleti tapasztalatot is követik, hogy erősödő gerjesztő tér esetén a levágási frekvencia is nő.

Az egyes csúcsok belső struktúrája részben a gerjesztett atomi rendszertől, részben pedig a gerjesztés jellegétől függ. A [11, 12] munkákban a gerjesztő teret klasszikusan kezeltük, és abban az esetben erősebben látszott a maximumok – a kétnívós modellatomhoz köthető – ikercsúcs jellege. Emellett kvantált gerjesz-



3. ábra. Magasfelharmonikus spektrumok (önkéntes egységekben) különböző erősségű gerjesztések esetén. Az α_0 paraméter a kölcsönhatásban résztvevő mező koherens állapotának indexe, aminek nagysága az elektromos térerősség amplitúdójával arányos. A vízszintes tengelyen az ω (gerjesztő frekvencia) az egység. A függőleges tengely skálája logaritmikus.

tés esetén a páros felharmonikusokhoz tartozó csúcsok sokkal kevésbé láthatók, mint klasszikus tér esetén. Ennek alapos vizsgálata – amit a közeljövőben tervezünk – újabb részleteit fedheti fel, hogy milyen, esetlegesen mérhető különbségek vannak a kétféleképpen leírt folyamatban. A spektrumok minden részletre kiterjedő, összehasonlító analízise akkor lesz maradéktalanul végrehajtható, ha a teljesen kvantált (mind a gerjesztést, mind pedig a felharmonikusokat megfelelő módon figyelembe vevő) modell is a rendelkezésünkre áll.

Összefoglalás

Cikkünkben azt a – részben kísérleti motivációjú – kérdést jártuk körül, hogy milyen fizikai képet szolgáltat, ha a magasrendű felharmonikusok keltése során a gerjesztő, erős teret kvantumosan tekintjük. Egy könnyen átlátható, egyetlen kétnívós atom és egy módus kölcsönhatását leíró modell alapján rámutattunk, hogy a Hamilton-operátorban szereplő minden (az atomot, a módust és a kölcsönhatást leíró) tagra szükség van ahhoz, hogy felharmonikusok jelenjenek meg. A módus fázisterén a folyamat azt jelenti, hogy a kezdeti koherens állapot kettéválk aszerint, hogy a kölcsönhatási operátor melyik sajátállapotában van a rendszer, és ezen két állapot között hoz létre átmeneteket az atomi Hamilton-operátor. Ezen átmeneteknek köszönhetően az atomi dipólmomentum nem lesz megmaradó menny-

nyiség, és oszcillációja olyan magasfelharmonikus spektrumokat hoz létre, amelyek jellegükben meg-egyeznek a kísérleti eredményekkel. Megítélésünk szerint az ismertett modell általánosítható össze-tettebb atomi rendszer, vagy többmódusú mező ese-tére is.

Irodalom

1. G. Farkas, C. Tóth, *Phys. Lett. A* 168 (1992) 447.
2. M. Mentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz, *Nature* 414 (2001).
3. P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, P. Balcou, H. G. Muller, P. Agostini, *Science* 292 (2001) 1689.
4. A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. Mc-Intyre, K. Boyer, C. K. Rhodes, *J. Opt. Soc. Am. B* 4 (1987) 595.
5. M. Ferray, A. L'Huillier, X. F. Li, L. A. Lompre, G. Mainfray, C. Manus, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 21 (1988) L31.
6. U. Teubner, P. Gibbon, *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009) 445.

7. S. Ghimire, A. D. DiChiara, E. Sistrunk, P. Agostini, L. F. DiMau-ro, D. A. Reis, *Nat. Phys.* 7 (2011) 138.
8. S. Ghimire, D. A. Reis, *Nat. Phys.* 15 (2019) 10.
9. P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 1994.
10. M. Lewenstein, P. Balcou, M. Y. Ivanov, A. L'Huillier, P. B. Cor-kum, *Phys. Rev. A* 49 (1994) 2117.
11. A. Gombkötő, A. Czirják, S. Varró, P. Földi, *Phys. Rev. A* 94 (2016) 013853.
12. Földi P., *Fizikai Szemle* 67 (2017) 345.
13. N. Tsatrafyllis, I. K. Kominis, I. A. Gonoskov, P. Tzallas, *Nat. Comm.* 8 (2017).
14. N. Tsatrafyllis, S. Kühn, M. Dumergue, P. Földi, S. Kahaly, E. Cormier, I. Gonoskov, B. Kiss, K. Varjú, S. Varró, P. Tzallas, *Phys. Rev. Lett.* 122 (2019) 193602.
15. J. Bergou, S. Varró, *J. Phys. A: Math. Gen.* 14 (1981) 2281.
16. J. Bergou, S. Varró, *J. Phys. A: Math. Gen.* 14 (1981) 1469.
17. A. Gombkötő, S. Varró, P. Mat, P. Földi, *Phys. Rev. A* 101 (2020) 013418.
18. J. Neumann: *Mathematische Grundlagen der Quantenmecha-nik.* Springer, Berlin, 1932.
19. T. Toyoda, K. Wildermuth, *Phys. Rev. D* 22 (1980) 2391.

AZ ŰRSZEMÉT ÉGI MECHANIKÁJA – 1. RÉSZ

Az űrszemét keletkezése és jellemzői

Slíz-Balogh Judit – ELTE Csillagászati Tanszék
Horváth Gábor – ELTE Biológiai Fizika Tanszék

Az 1 cm-nél nagyobb méretű űrszemét képes megron-gálni a különféle űreszközöket és lejuthat a Föld fel-színére. E szempontból különösen veszélyeztetett hely-zetben van az 1200–2000 km közötti magasságban lévő, alacsony Föld körüli pálya és a 35 786 km magas-ságbeli geostacionárius pálya, mert a műholdak túlnyo-mó része e magasságokon kering. Jelenlegi technikai ismereteinkkel a 10 cm-nél kisebb űrszemét pályája nem követhető nyomon. Az ennél kisebb űrszemét elég a légkörben, de a nagyobb darabok a Földre es-

hetnek. Gyakorlati szempontból fontos lenne ismerni a Föld légkörébe visszatérő és a Földre zuhanó űrszemét tömegét, összetételét, alakját, sebességét, mozgásirá-nyát és becsapódási idejét. Mivel rendkívül összetett feladat e fizikai paraméterek mérése, ezért lényegében alig van róluk információ. Kétrészes cikkünk első ré-szében az űrszemét keletkezését, jellemzőit, sorsát és mennyiségének időbeli fejlődését foglaljuk össze. A második részben pedig a gömb alakú, a légkörben el nem égő űrszemétdarabok Földre hullásának dinami-káját vizsgáljuk számítógépes modellezéssel [1].



Slíz-Balogh Judit a BME-n végzett matema-tikus-mérnök-ként, majd menedzserként dolgozott a Graphisoft SE szoftverfejlesztő cégnél. Azután az ELTE-n szerzett csilla-gász diplomát, ahol 2020 őszén fog dokto-rálni a Fizika Doktori Iskola Részecskefizi-ka és Csillagászat programjában. Fő kutató-si területe az égi mechanika, azon belül a Naprendszer Lagrange-pontjainak kaotikus dinamikája és képalkotó polarimetriája.

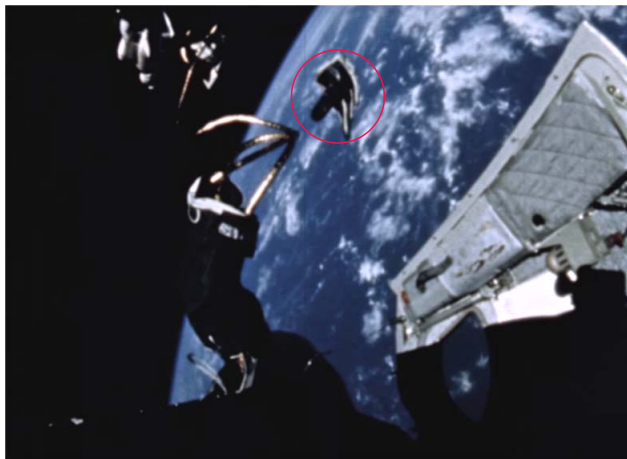


Horváth Gábor fizikus, az MTA doktora, egyetemi tanár, az ELTE Biológiai Fizika Tanszék Környezetoptika Laboratóriumá-nak vezetője. A vizuális környezet optikai sajátosságait és az állatok látását tanul-mányozza, továbbá biomechanikai kutatóso-kat folytat. Számos szakmai díj és kitünté-tés tulajdonosa. Évtizedek óta aktív tudomá-nyos ismeretterjesztői munkát is folytat előadások és cikkek formájában.

Mi az űrszemét?

Űrszemétnek számít minden használhatatlanná vált és a világűrben száguldó tárgy. Ilyenek például a hordo-zórakéták levált felső fokozatai, működésképtelenné vált űrállomások, leszerelt műholdak és az űrmissziók során elhagyott tárgyak. A legnagyobb űrszemétforrá-sok a Föld körül keringő műholdak véletlen/szándé-kos felrobban(t)ásai. A többlépcsős űrrakéták alsó fo-kozatai nem érik el a keringési (orbitális) pályamagas-ságot, és visszahullanak a Földre. A felső rakétafo-kozatok a hasznos teherrel közel azonos orbitális pályára állnak, és ha ez alacsonyabb magasságokon történik, akkor addig keringenek, amíg be nem jutnak a légkör-be és el nem égnek, vagy össze nem ütköznek egy mesterséges holddal, netán egy másik űrszeméttel.

Űrhajósok által elhagyott tárgyak is keringenek az űrben. Ed White, amikor 1965-ben első amerikaiként tett űrsétát, elveszítette – az ülésén rögzítetlenül ha-



1. ábra. Ed White űrhajós Gemini-4-ből kiszabaduló kesztyűje önálló Föld körüli pályára tér, a https://www.youtube.com/watch?time_continue=7&v=AM7qh7fk2JU&feature=emb_logo videó 1:29 percénél látható e kép.

gyott, a nyitott Gemini-4 űrhajóból kiszabadult – kesztyűjét (1. ábra). 1966-ban *Michael Collins* a Gemini-10 űrhajó mellett hagyott el egy kamerát. A szovjet MIR űrállomásról egy szemeteszsák, csavarkulcs és fogkefe szökött a világűrbe. A legrégebbi ember alkotta tárgy az űrben a Vanguars-1 műhold, amit az USA lőtt fel 1958-ban és 2200 napig működött. Az eredeti számítások szerint 2000 évig kellene keringenie, de a naptevékenység, a napszél és a légkör fékező hatása miatt már csak 240 éve van hátra a Földre hullásig.

Az 1957. október 4-én fellőtt első műhold, a Szputnyik-1 a Föld felszíne fölött 2000 km-en, alacsony Föld körüli pályán (angolul *Low Earth Orbit*, LEO) történt 3 hetes keringés után 1958 januárjában süllyedt a légkörbe, majd lezuhant és megsemmisült. A LEO tartományban kering a Nemzetközi Űrállomás, valamint számos megfigyelő és kéműhold is. Itt száguldozik a legtöbb űrszemét 90 perc körüli keringési idővel.

A LEO-t követő magassági övezet a közepes Föld körüli pálya (MEO: *Medium Earth Orbit*) 2000 és 35 786 km között. Ezt követi a geostacionárius pálya (GEO) 35 786 km magasságban, ami a távközlési, műsorszóró és meteorológiai műholdak pályája. Az űrszemét Föld körüli eloszlása sávos szerkezetű: leg-

több szemétdarab a LEO pályán van, azon belül is 800 és 1000 km között, valamint 1400 km-en. A másik sűrűsödési sáv a GEO pálya, de a LEO-hoz képest itt 2-3 nagyságrenddel kevesebb űrszemét kering (2. ábra).

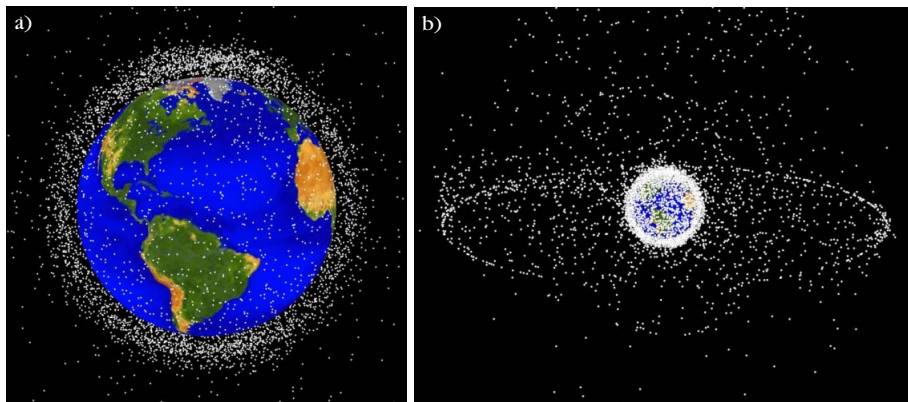
Az űrszemét mennyisége 1960 óta folyamatosan nő (3. ábra). 1957 óta 5450 rakétakilövés volt, ezek 2019-re 23 000 darab, 8400 tonnánál nagyobb össztömegű, 10 cm-nél nagyobb azonosított (nyomon követhető) űrszemetet eredményeztek, valamint közel 900 000 darab 1 és 10 cm közötti, továbbá 128 millió darab 1 és 10 mm közötti, csak statisztikai módszerekkel megbecsülhető, nyomon követhetetlen űrszemét-töredéket.

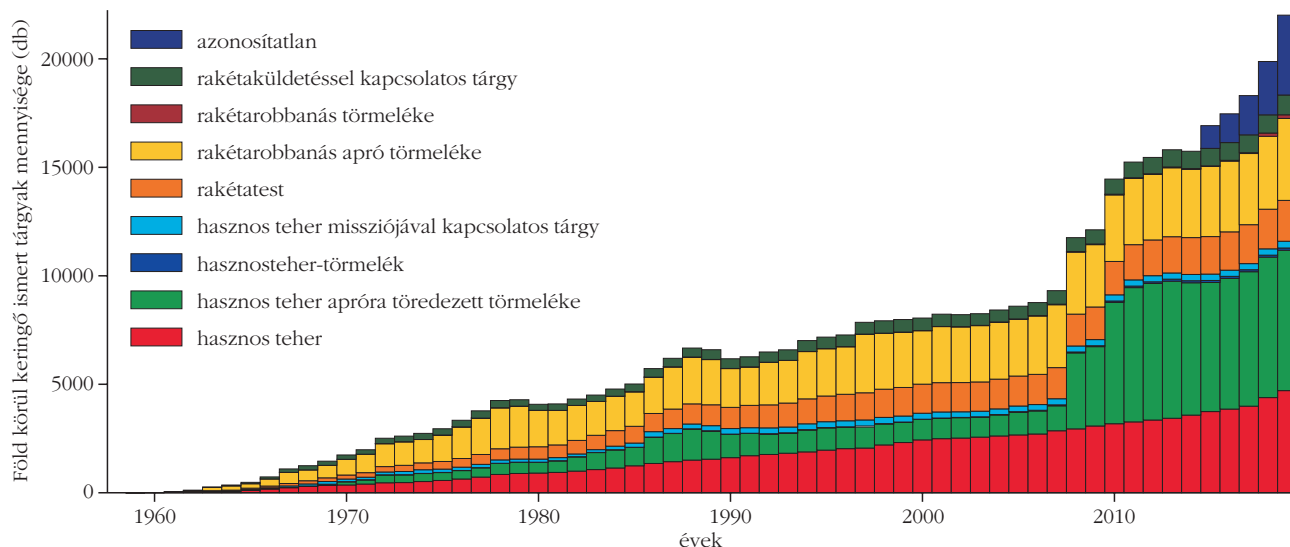
A 3. ábra a Föld körüli pályán keringő különféle eredetű tárgyak számának időbeli növekedését mutatja. 1962-től közel lineáris a növekedés, aminek meredeksége 11 évenként változik, a 11 éves napciklusnak köszönhetően. A napciklus hatással van a levegő sűrűségére, ami erősen befolyásolja a keringő űrszemét Földre hullását is. Az 1990–1991 körül megfigyelhető visszaesés a Szovjetunió megszűnésével hozható összefüggésbe. A rakétakilövések száma 1990–1991 körül közel 50%-kal esett vissza. Az űrrakéta-fellövések csökkenése, a napfolttevékenység növekedése és a fellövések utáni óvintézkedéseknek köszönhető csökkenő robbanások a Föld körüli pályán keringő tárgyak 9000 körüli, csaknem állandó számát eredményezték 1994 és 2008 között. 2008–2010 körül ugrásszerű növekedés volt, ami talán az ekkor beindult magán- és kereskedelmi célú űrhajózással is magyarázható.

Az űrszemét forrásai

A legnagyobb űrszemét-utánpótlást a robbanások és ütközések szolgáltatják. Robbanásokat üzemanyag-maradványok vagy elektromos hibák okozhatnak, az ütközések pedig az űrszemét mennyiségének növekedésével egyre nehezebben kerülhetők el. Az első ismert űrszemétütközés 1996-ban történt LEO pályán. Az 1995-ben fellőtt Cérise (*Caractérisation de l'Environnement Radioélectrique par un Instrument Spatial Embarqué*) miniműhold a Föld elektromos környezetét akarta földéríteni az 1000 m – 0,3 m (300 kHz – 1 GHz) rádióhullám-tartományban a katonai műholdak számára. 1996. július 24-én a földi irányítóközpontban a Cérise hirtelen magasságvesztését észlelték. Először nem tudták, hogy mitől változott meg a műhold tehetetlenségi nyomatéka. Föltételezték, hogy a stabilizálórúddal történt valami, ami normális esetben a

2. ábra. Az űrszemét becsült eloszlása az alacsony magasságú LEO (a) és a geostacionárius GEO (b) Föld körüli pályákon (forrás: <https://www.orbitaldebris.jsc.nasa.gov/photo-gallery.html>).





3. ábra. A Föld körül keringő tárgyak számának időbeli növekedése. Az adatok az adott időszakban rendelkezésre álló érzékenységgű űrfigyelő műszerek által észlelt, katalogizált tárgyakra korlátozódnak. Ezért, ha a megnövekedett érzékenységgű új műszerek új tárgyakat jeleznek, akkor azok nem mindig vezethetők vissza a forrásukra. Ezek az ismeretlen eredetű, azonosítatlan tárgyak (forrás: ESA's *Annual Space Environment Report* 2019).

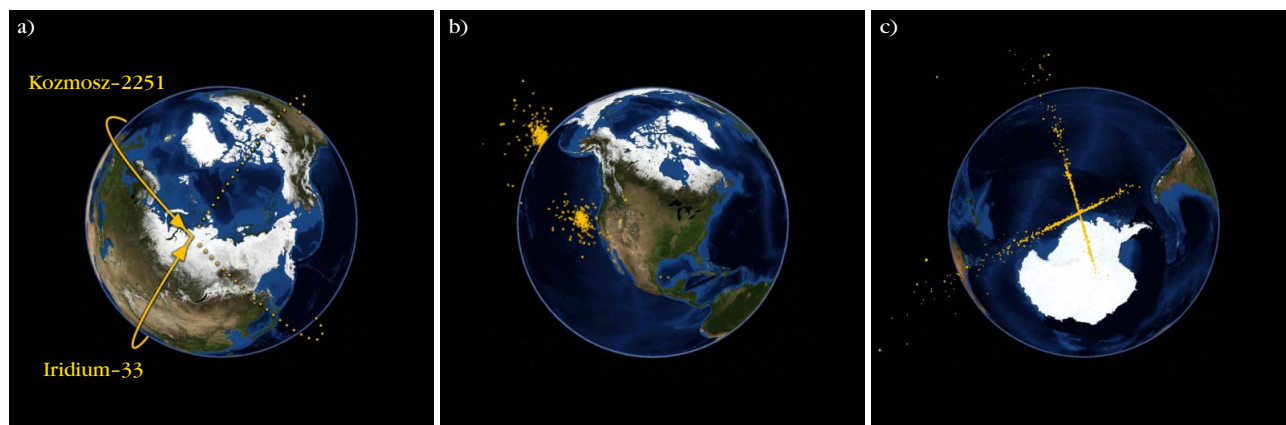
Föld felé mutat. A lehetséges okok között szerepelt, hogy egy űrszeméttel ütközhetett. Amikor utánanéztek a katalogizált, szóba jöhető tárgyaknak, kiderült, hogy a Cérise a francia Ariane-1 hordozórakéta 3. fokozatával ütközött, ami 1986-ban állította pályára a Spot-a műholdat, és azóta Föld körüli pályán keringett. A szóban forgó űrszemét a műhold stabilizálórúdjának ütközött, súlyos kárt okozva ezzel.

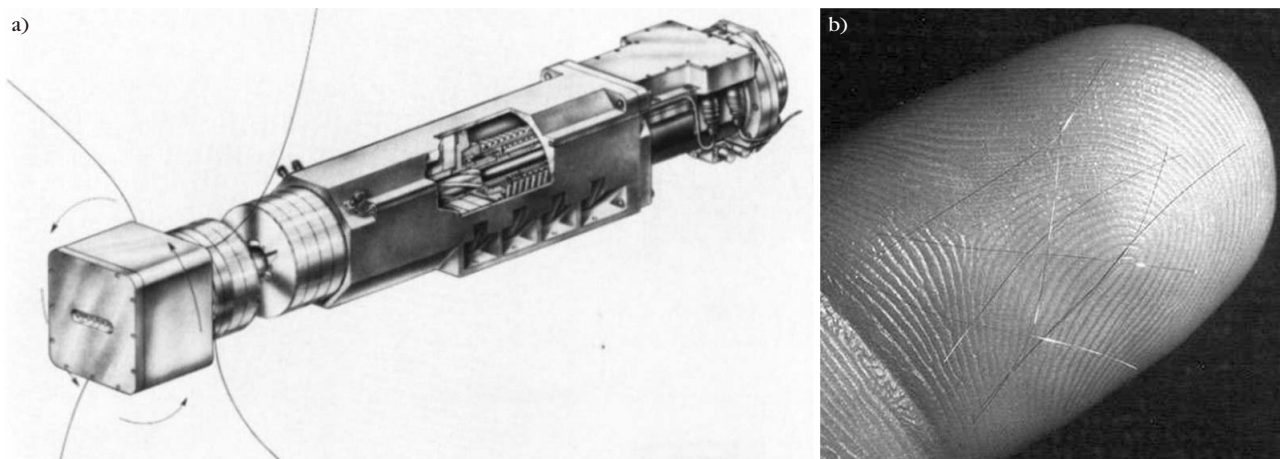
Rendkívül kicsi annak valószínűsége, hogy egy űrszemét eltalál egy ilyen vékony rudat. Ha azonban figyelembe vesszük az űrszemét mennyiségének 1996 óta bekövetkezett növekedését, bizony ilyen ütközésekkel is számolni kell. Az első műhold-műhold ütközésre 2009-ben került sor, amikor Szibéria fölött 789 km magasságban ütközött össze a még működő Iridium-33 és a már 1995 óta nem működő, de még a pályáján keringő Koszmosz-2251 távközlési műhold. Mindkét műhold megsemmisült és az ütközéskor 2300 űrszemétdarab keletkezett, amelyek 11,7 km/s sebességgel repültek szét (4. ábra). Ezen ütközéstől mindössze 430 km-re volt a Nemzetközi Űrállomás.

Űrszemét nem csak robbanásból vagy ütközésből eredhet. A nemrobbanásos forrásokból származó űrszemét általában kisebb veszélyt jelent az űrhajózás számára. Ilyen űrszemétforrás például a szilárd hajtóanyagú rakéták égéstermék-kibocsátása, ahonnan a μm -cm méretű Al_2O_3 szemcsék erednek. Az orosz RORSAT (*Radar Ocean Reconnaissance Satellites*) műhold hűtőközegéből 5-6 cm-t is elérő NaK ötvözetgolyócskák az 1980-as években történt meghibásodáskor kerültek az űrbe. A Haystack radar 600–1000 km magasságú, 65° inklinációs szögű keringési körpályán észlelte őket.

Egy másik példa az egyszeri, nem túl veszélyes űrszemét-kibocsátásra a West Ford tűk (*West Ford Needles*) esete. Az USA 1960 és 1966 között, a hidegháború időszakában a szovjet ballisztikus rakéták által sugárzott rádióhullámok megzavarására és visszaverésére fejlesztette ki a MIDAS (*Missile Defense Alarm System*) katonai műholdcsaládot. A tervek szerint az 1961. október 21-én fellőtt MIDAS-4 és az 1963. május 12-én fellőtt MIDAS-6 a Föld felszíne fölött 3600 km

4. ábra. Egy Iridium-33 és egy Koszmosz-2251 távközlési műhold Szibéria fölött 789 km magasságban 2009-ben történt ütközésének helye (a), valamint a törmelék szétterülése 20 perccel (b) és 50 perccel később (c) (forrás: https://en.wikipedia.org/wiki/2009_satellite_collision).





5. ábra. A West Ford réztűadagoló (a) és néhány réztű egy ujjbegyen (b) (forrás: <https://weathermodificationhistory.com/project-west-ford-space-needles/>).

magasságban, 90° inklinációval keringve rádióhullámokat visszaverő réz-dipólusok millióit szórta ki a Föld körül. Azt várták, hogy e tűk egyenletesen szét-szóródva egy gyűrűs védőpajzsot képeznek majd az egész Föld körül. A dipólusokat kibocsátó, 32 cm hosszú és 12,8 cm átmérőjű henger több millió, 25,4 μm (Midas-4), illetve 17,8 μm (Midas-6) átmérőjű réztűt tartalmazott (5. ábra). A tűk hossza pont a fele volt a kommunikációs célokat szolgáló, 8 GHz frekvenciának megfelelő rádióhullámhossznak. A tűk naftalinba voltak ágyazva, ami elpárolgott, majd a forgó tartályból szétröpültek a dipólusok. A MIDAS-4-es szétszórás után a 19,5 kg tömegű 480 millió tű közül 40 000 csomót képezve egyben maradt, amelyek közül csak 150-et sikerült katalogizálni. A MIDAS-6 már sikeresebb volt, de a kívánt védelmi célt azzal sem érték el.

Vannak reprodukálódó, nem nagyon veszélyes, „csak” rongálást okozó űrszemétforrások is. Ilyenek például a rakéták felső fokozatai, űrhajók és műholdak festék- és hőszigetelő rétegének leválásai. A μm -mm méretű becsapódó részecskék e rétegekről további szemcséket választanak le, amelyek további ütközések során kisebb károkat okozhatnak. Például 2001-ig az űrsiklók (*Space Shuttle*) 80 üveglablakát kellett kicserélni a nekik ütköző mikrorészecskék okozta sérülések miatt. Az Európai Űrügynökség (ESA) tenerifei 1 m-es teleszkópjával nagy felület/tömeg arányú részecskéket észlelnek, amelyek eredetét még nem tudják pontosan [2]. Valószínűleg a GEO pályán keringő műholdakról levált hőszigetelésből származnak.

A nagy sebességgel történő ütközések hatását földi laboratóriumokban is vizsgálják. A meteorok sebessége elérheti a 70 km/s, az űrszeméte pedig a 15 km/s értéket is. Az ilyen sebességgel ütköző, 1 cm-nél nagyobb, de 10 cm-nél kisebb részecskék horpadást vagy kis karcot okoznak, esetleg lyukat ütnek az űrhajók falán. A 10 cm-nél nagyobbak pedig akár el is téríthetnek egy űrhajót a pályájáról. Egy d átmérőjű űrszeméte közel $2d$ mély és $5d$ átmérőjű krátert üt egy alumíniumlemezen.

A Kessler-szindróma

Donald J. Kessler NASA-kutató írta le, hogy ha a LEO pályán az űrszeméte sűrűsége meghalad egy kritikus értéket, akkor ütközési láncreakció indulhat be, ami annyi ütközést és újabb törmeléket kelthet, hogy évtizedekre lehetetlenné teheti az űrhajózást és távközlést [3]. Sajnos mára már elértük e kritikus értéket! Ha máától kezdve nem lőnének föl egyetlen űreszközt sem, már akkor is annyi űrszeméte kering, ami bármikor beindíthatja a Kessler-szindrómát. A *Gravitáció* című filmben (2013, angol-amerikai tudományos-fantasztikus filmdráma, rendező: *Alfonso Cuarón*) két látványos szimuláció is szerepel e láncreakcióról és katasztrofális roncsoló hatásáról.

E hét Oscar-díjjal is kitüntetett film rövid cselekménye a következő:¹ Dr. Ryan Stone a Hubble űrteleszkópot javítja, mialatt Matt Kowalsky a szkafanderben történő navigálást lehetővé tevő új hátizsákot próbálja ki. Eközben az oroszok az egyik kiöregedett műholdjukat semmisítik meg, aminek darabjai további műholdakat találnak el, miáltal beindul a Kessler-szindróma. Az így keletkező száguldó űrszemétlavina eltalálja a csapat űrsiklóját, amit használhatatlanná tesz és megöl három űrhajóst. A kezdő Dr. Stone (*Sandra Bullock*) és a tapasztalt Kowalsky (*George Clooney*) elszakadnak az űrsiklótól, hogy a kísérleti hátizsákkal menedéket találjanak a világűrben. A levegőjük és a hátizsák hajtóanyaga vészesen fogy, miközben egymáshoz kapcsolva keresik a menekülési lehetőséget. A földi irányítással megszakad a kapcsolatuk, mert a Kessler-szindróma miatt a távközlési műholdak sem működnek. Kowalsky a már kimerült hátizsákjával együtt elszakad a Nemzetközi Űrállomásba kapaszkodó Dr. Stone-tól. Az ismét felbukkanó, keringve száguldó törmeléklavina ezt az állomást is megsemmisíti. Végül kalandos körülmények között Dr. Stone az egyetlen túlélő, aki épségben visszatér a Földre.

¹ Forrás: [https://hu.wikipedia.org/wiki/Gravit%C3%A1ci%C3%B3_\(film,_2013\)](https://hu.wikipedia.org/wiki/Gravit%C3%A1ci%C3%B3_(film,_2013))

Az űrszemét műszeres észlelése

Jelenleg a LEO pályán kering az űrszemét 75,7%-a. Itt a legalább 10 cm átmérőjű részecskék követhetők nyomon radarral. A GEO pályán kering az űrszemét 12,5%-a, ahol már csak az 1 m-nél nagyobb átmérőjű darabok észlelhetők. A többi űrszemét közel 20 000 km-rel kering a Föld felszíne fölött. Négy olyan földi észlelőállomás van, amely radarral a LEO pályán keringő, 1 m-nél nagyobb átmérőjű, újonnan észlelt űrszemétdarabok eredetét is meg tudja állapítani: az észak-amerikai USSPACECOM (*United States Space Command*) és SSN (*Space Surveillance Network*), az orosz SSS (*Space Surveillance System*) és a francia GRAVES (*Grande Réseau Adapté à la Veille Spatial*). Több más megfigyelőállomás is képes e három nagy állomás adatainak felhasználásával nyomon követni a nagyobb űrszemétrészecskéket, mint például a bonni (ESA) TIRA (*Tracking and Imaging Radar*), a tengeri (ESA) TOGS (*Tenerife Optical Ground Station*), a norvég EISCAT (*European Incoherent Scatter Scientific Association*), valamint a francia Armor és az angol Fylingdales radarok.

Az űrszemét Földre hullása

Egy űrszemétdarab akkor a legveszélyesebb, ha nagy a tömege, nagy az ütközés valószínűsége, és nagy magasságban kering, miáltal hosszú a keringési élettartama [4]. A helyzet a LEO pályán, 800–1000 km magasságban a legkritikusabb. Az űrszemét megsemmisítésének egyetlen módja, ha sikerül bejuttatni a Föld légkörébe. Ekkor ugyanis a légellenállásnak köszönhető fékeződése miatt fölhevül, kigyullad és elég/elpárolog a meteorokhoz hasonló fényjelenség kíséretében. A NASA adatai [5] szerint az utóbbi 50

évben napi átlagban 1 űrszemét hullott a Földre. A légkört elérő űrszemét előbb-utóbb lejut a Földre. A kisebbek elégnek, a nagyobbak nem teljesen, de mivel a Föld nagyobb része víz, illetve lakatlan terület, ezért nagy valószínűséggel nem okoznak kárt. Nagyön kis valószínűséggel előfordul, hogy az űrszemét károkat okoz az embereknek. Itt csak néhány ilyen példát említünk [4]:

- 1969-ben egy Szibéria partjai mellett hajózó japán vitorlás öt tengerészt sebesítette meg egy szovjet űrhajóról leesett roncs.

- A küldetését 1974-ben befejező első amerikai űrállomás, a Skylab 1979. július 11-én bekerült a Föld légkörébe, ahol sok ezer darabra hullva űrszemétesőt idézett elő az Indiai-óceán és Nyugat-Ausztrália fölött. 1979-ben az erős naptevékenység miatt messzebbre terjedt ki a földi légkör felső határa, a légsűrűlódás miatt a Skylab a tervezettnél hamarabb került közelebb a Földhöz. 1973 és 1974 között 24 hetet működött.

- 1986 januárjában 73 másodperccel a felszállás után felrobbant a Challenger űrsikló hét űrhajóssal a fedélzetén.

- 1997-ben egy oklahomai nőt sebesített meg egy 10 cm × 13 cm méretű, űrből lehullott fémlap.

- 2001. január 12-én Szaúd-Arábia sivatagjába hullott le egy 1993-ban fellőtt műhold PAM-D rakétájának felső fokozata (6. ábra).

- 2003. február 1-jén robbant föl a Columbia űrsikló. Külső burkolata már fölszálláskor megsérült, ezért a 15 napos repülés után visszatérőben a Földre, a légkörbe érve az űrhajó belső részei is felforrósodtak, így leszállás közben hét űrhajóssal a fedélzetén darabjaira hullott. 83 000 maradványt találtak szétszóródva a kilövés helyének 10 mérföldes körzetében (7. ábra). De találtak darabokat Texas, Nevada, Utah, Új-Mexikó, Arkansas és Louisiana államokban is. 15 évvel a katasztrófa után az emberek még mindig találnak földre hullott maradványokat. Egyik például átszakította egy fogorvosi rendelő tetejét.

- 2007. március 7-én egy orosz kéműhold darabjait látta egy utasszállító gép pilótája, közel 10 km-re a repülőgéptől.

Az első űrtakarítási küldetés

A Föld körül egyre nagyobb számban keringő űrszemét mennyisége a kereskedelmi űrutazás beindulásával még jobban meg fog növekedni. Mielőtt föllépne a katasztrofális Kessler-szindróma, cselekedni kell. Az Európai Űrügynökség a világon elsőként egy űrmissziót fog indítani a világűrben hátrahagyott hulladékok begyűjtésére. A tervek szerint 2025-ben induló, 120 millió eurós keretből gazdálkodó *ClearSpace 1*

6. ábra. A 2001. január 12-én Szaúd-Arábia sivatagjába hullott roncs, ami egy űrrakéta felső fokozata volt (forrás: <https://orbitaldebris.jsc.nasa.gov/quarterly-news/pdfs/odqnv6i2.pdf>).



űrszemét-takarítási küldetés eDeorbit űrhajójának első feladata az Envisat műhold Föld légkörébe történő beléptetése lesz, ahol azután elég. Az előkészületek 2020 márciusában kezdődtek.

Irodalom

1. Slíz-Balogh J., Horváth D., Szabó R., Horváth G.: Dynamics of spherical space debris falling to Earth: Time, velocity and angle of impact versus launch height, direction, speed and size of re-entry particles. *Astrophysical Journal* 341/3 (2020) 245–247.
2. ESA honlapja: http://www.esa.int/Safety_Security/Space_Debris
3. Kessler D.: Collisional cascading: the limits of population growth in low Earth orbit. *Advances in Space Research* 11 (1991) 63–66.
4. Klinkrad H.: *Space Debris, Models and Risk Analysis*. Springer: Heidelberg (2006)
5. NASA honlapja: https://www.nasa.gov/mission_pages/station/news/orbital_debris.html



7. ábra. A szerencsétlenül járt Columbia űrsikló megtalált darabjai (forrás: <https://www.space.com/19436-columbia-disaster.html>).

A FIZIKA TANÍTÁSA

MÓDSZERTANI ELJÁRÁSOK A FIZIKATANÍTÁSBAN – feladatokon keresztül bemutatva

Wiedemann László
Budapest

A mondanivalót két oldalról közelítjük. Előtérbe állítjuk az alkalmazott tanítás-módszertani elveket, másrészt a választott fizikai problémák elemzésével igyekszünk rámutatni e szakmódszertani elvek érvényesítésére. Bonyolult matematikai részek elhagyhatók.

Módszertani elvek

- Az adott feladat vagy probléma rövid és világos megfogalmazása az első. Ne legyen túl egyszerű! A triviális példák a módszertan más részéhez tartoznak.



Wiedemann László (1931) középiskolai fizika-matematika tanár, egyetemi doktor (1964). Tíz év gimnáziumi tanítás után a Fővárosi Pedagógiai Intézetben 35 évet dolgozott a tanártovábbképzés területén, 25 éven át volt tagja az OKTV versenyzőinek. Jelenleg is részt vesz a Mikola-verseny munkájában és feladatkitűző a *KöMaL* fizikarovatában. Könyvei jelentek meg a fizika és filozófia kapcsolatáról, valamint cikkei a *Fizikai Szemlében*. Rátz Tamás Örökösödését kapott 2003-ban.

- A problémát lehetőleg paraméteresen kell kezelni. Ez adja a matematikai elemzés lehetőségét és a diszkussziót. A diszkusszió által matematikai sűrítésben látjuk a fizikai tartalmat, ugyanakkor a végformulában a paraméterek kritikus értékadásával határesetben analóg probléma megoldását nyerjük. Például súrlódásos mozgások esetén, ha az esetleg bonyolult végképletben $\mu \rightarrow 0$ határérték eljárást alkalmazunk, megkaphatjuk az analóg súrlódásmentes mozgások leírását. A diszkusszió végül a probléma elmélyítését eredményezi.

- Az elmélyítés más úton is megvalósítható; vagy továbbvisszük vagy visszatérünk rá, de más oldalról. Valójában analóg problémákat dolgozunk fel. Itt jön szóba az a hasznos eljárás, hogy egy gondolati láncra fűzzük fel az így keletkezett újabb problémákat, ezzel kiemelve egy fizikai-szakmai sávot, amelyen belül kell maradni. Így megvalósítható az egzaktitás és a lehatárolás.

Eközben, ha lehetséges, egy párhuzamosan vitt demonstráció jól hozzájárulhat a szemléletességhez. Ha egy vonatkozó mérést is sikerül beállítani, még jobb. A numerikus számolás végülis elengedhetetlen, a kvantitatív tájékozódást teszi lehetővé.

• Fontosak a közelítések. Kétfélét kell kiemelni; egyrészt, amikor matematikai számításban alkalmazunk közelítést, másrészt, amikor magában a fizikai megfontolásban, aminek matematikai következményei lehetnek.

Feladatok

A választott központi törvény, amelyre a következő problémák tárgyalása alapozódik, legyen a Hooke-törvény. Így a rugalmas szállal foglalkozunk. Ha az eredetileg x hosszúságú szála F húzóerő hat a szál irányában, akkor az megnyúlik. A megnyúlása legyen y , ekkor

$$y = \frac{1}{EA} Fx.$$

Hangsúlyozni kell, mint szakmai-módszertani szempontból új elemet, hogy a Hooke-törvény a rugalmas szál belső pontjaira is igaz, vagyis, ha a szál eredetileg L hosszúságú, akkor egy $x < L$ szakaszára is fennáll, sőt egy L -en belül választott Δx szakaszra is. Ez a mélyebb értelmezés már túlmutat a legegyszerűbb alkalmazásokon. A következő feladatban a megnyúlt rugalmas szál sűrűségeloszlását kívánjuk meghatározni, ezzel kitekintve fizikai mennyiségek eloszlására.

1. feladat

Homogén, állandó keresztmetszetű, L hosszúságú rugalmas szálat egyik végénél fogva felfüggesztünk.

Milyen lesz a felfüggesztett nyugvó szál hosszmenti sűrűségeloszlása, ha feltételezzük a Hooke-törvény érvényességét a szál belső pontjaira is?

A szál kezdetben vízszintesen nyugszik, feszítetlen és sűrűsége állandó.

Megoldás

Tekintsük a rugalmas szálat erőmentes állapotában referenciaszálnak. Hosszmenti erőhatás esetén a szál megnyúlik és az alakváltoztató erő a szál belső pontjaiban tetszőleges eloszlású lehet; $F(x)$, x a referencia szála mért hosszúság. Az eltolódás a 0 rögzített ponttól mért referenciátávolsággal arányos, így a referenciaszál lineáris transzformációval átmegy a megnyúlt szálba.

A szemléletesebb számolás kedvéért bevezetjük a ρ vonalsűrűség fogalmát,

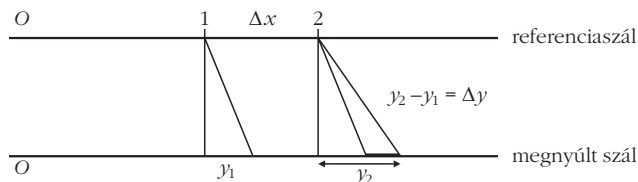
$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta x},$$

a hosszegység tömegét.

Például a homogén, nyújtatlan szála $\rho = m/L$, ahol m a szál tömege, L a szál hossza. A vonalsűrűség arányos a szokott térfogati sűrűséggel.

Legyen az $O1 = x$ szakasz megnyúlása y_1 , az $O2 = x + \Delta x$ szakasz megnyúlása y_2 (1. ábra).

Látható, hogy a 2. pont elmozdulása nem lehet csupán y_1 , hanem $y_2 > y_1$, mert a Δx szakasz is nyúlik. Így



1. ábra

Δy a Δx szakasz megnyúlása. Viszont e kettő között érvényes a Hooke-törvény:

$$\Delta y = \frac{1}{EA} F(x) \Delta x, \quad (1)$$

ahol E a rugalmassági modulusz, A a szál keresztmetszete, $F(x)$ az alakváltoztató erő. Másrészt fennáll, hogy az eredetileg Δx -ben foglalt tömeg most $(\Delta x + \Delta y)$ hosszúságra oszlik el. Ezért

$$\rho_1 \Delta x = \rho (\Delta x + \Delta y), \quad (2)$$

ahol ρ_1 a referenciaszál állandó értékű vonalsűrűsége. Átalakítás után (mivel Δx és Δy még véges)

$$\rho = \rho_1 \frac{1}{1 + \frac{\Delta y}{\Delta x}}. \quad (3)$$

Úgy tekintjük tehát, hogy Δx megnyúlása Δy és ezek között érvényes a Hooke-törvény.

A direkción erő bevezetésével igen szemléletes képet kapunk a szál sűrűségeloszlásáról. Írjuk át a Hooke-törvényt:

$$y = \frac{1}{EA} Fx \rightarrow F = \frac{EA}{x} y,$$

így az x hosszúságú „belső” szálrész D_x direkción ereje $D_x = EA/x$, az L hosszúságú szál D direkción ereje

$$D = \frac{EA}{L}. \quad (4)$$

Az (1) és (4) összevetéséből (3) jól kezelhető alakra hozható:

$$\rho(x) = \rho_1 \frac{1}{1 + \frac{F(x)}{DL}}. \quad (5)$$

Az (5) képlet adja a megoldást; ezután diszkutálni kell:

a) Ha például a vízszintesen elhelyezett szálat egyik végén befogjuk, a másik végén F erővel húzzuk, akkor $F(x) = \text{konstans}$, így $\rho(x)$ is állandó, a szál ritkább lesz.

b) Ha a szálat felfüggesztjük, akkor $F(x)$ változó. Adott x hosszúságú szálrészt az alatta lévő szálrész húzza, így $F(x) = \rho_1 (L - x)g$. Ezt (5)-ben figyelembe véve:

$$\rho(x) = \rho_1 \frac{1}{1 + \frac{\rho_1 g}{DL} (L - x)}. \quad (6)$$

Látható, hogy $x = 0$ -ra (a felfüggesztés pontjában) ρ a legkisebb, míg az alsó végén, $x = L$ -re a legnagyobb; $\rho = \rho_1$, hiszen $F(x) = 0$.

Az egészet jól tudjuk demonstrálni az úgynevezett slinky-vel; laza, sokmenetes, nagy átmérőjű csavarrugó, közelítőleg érvényes rá a Hooke-törvény. Felfüggesztve, (6)-nak megfelelő menettávolság alakul ki. A felfüggesztés körül ritkább sűrűségű, azaz a menettávolság nagyobb, míg a szál végén az eredeti ρ_1 sűrűség marad, hiszen alatta már nincs rugórész, aminek súlya húzná.

Ha (3)-ban $\Delta x \rightarrow 0$ határértékre, azaz deriváltra térünk, akkor kapjuk, hogy

$$\rho = \rho_1 \frac{1}{1 + y'}, \quad (3.a)$$

és tekintsük ezt érvényesnek a továbbiakban.

A (3.a) eloszlásfüggvény egy C konstans erejéig van meghatározva, ami kiszámítható. A (3.a) eloszlást ugyanis normálni kell, ami itt azt jelenti, hogy a normált $\rho(x)$ -et integrálva a $(0, L)$ határok között, a megnyúlt szál tömegét kell megkapni, ami most is $\rho_1 L$.

Ez az integrál C -re ad egy egyenletet, ha a (6)-os képletben $(L-x)$ helyett $C(L-x)$ -et írunk.

Az (1) képletre másképpen is eljuthatunk. Eddig a szemlélet alapján írtuk fel. Tekintsük most az x_1 és x_2 szakasz megnyúlását, vagyis az 1 és 2 pontok eltolódását. Innen

$$\Delta y = \frac{1}{DL} (F_2 x_2 - F_1 x_1).$$

Minthogy Fx szerint lineáris, F_1 és F_2 helyett közelítésül ezek átlagát vehetjük. Ha felfüggesztett szárról van szó, akkor $F(x) = \rho_1 g(L-x)$. Ezeknek és Δx határértékének figyelembevételével ugyancsak az (1) képletre jutunk, ha azt már a felfüggesztett szárra konkretizáltuk.

2. feladat

Most alapnak tekintjük a már felhasznált általánosabb Hooke-törvényt és azt forgással kombináljuk. Tekintsünk tehát egy vízszintes síkon nyugvó, súlytalanak vehető rugót, egyik végéhez egy merev, m tömegű, homogén anyageloszlású rudat erősítsünk, másik végét egy függőleges tengelyhez kötjük. A rugó és a rúd egy egyenesbe esnek. Ezután a rendszert forgásba hozzuk, amely állandó ω szögsebességgel forog a vízszintes síkban. Mekkora lesz a rugó megnyúlása?

Megoldás

Módszertani szempontból érdemes egy lépéssel viszszafelelni és onnan kezdeni. Ez esetben a jelenlegi feladat már egy továbbfejlesztett feladat lesz. Először tehát nézzük az egyszerűbb, analóg feladatot, ahol a homogén, merev rúd helyett egyetlen m tömegű golyó van a rugó végén. Most az a megoldás, hogy a megnyúlt rugóban ébredő erő biztosítja a centripetális erőt:

$$Dy = m \omega^2 (L + y),$$

ahol D a direkción erő, L a feszítetlen rugó hossza, y a keresett megnyúlás. Ebből

$$y = \frac{L}{\frac{D}{m \omega^2} - 1},$$

itt $D/m = \omega_0^2$ a rezgő és nem a forgó rendszer sajátfrekvenciája. Átírva

$$y = \frac{L}{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1} \text{ és } \frac{\omega_0}{\omega} > 1 \text{ legyen.}$$

Erősítsük a rugó végére a merev rudat és így forgassuk meg a rendszert! E továbbfejlesztett változatban új fizikai kép áll előttünk. A rudat most hossz tengelyére merőlegesen vékony, Δx vastagságú szeletekre osztva képzeljük. Minden szelet más-más távolságra van a forgástengelytől ezért az egyes szeletekre külön-külön kell számolni, majd összegezni a centripetális erőket. Az alapelgondolás változatlan. Egy szelet tömegét a ρ vonalsűrűséggel fejezzük ki: $\rho \Delta x$, határesetben ρdx .

A rúd hossza legyen h , a keresett megnyúlás y , ekkor ω szögsebességű forgáskor stacionárius állapotban (2. ábra)

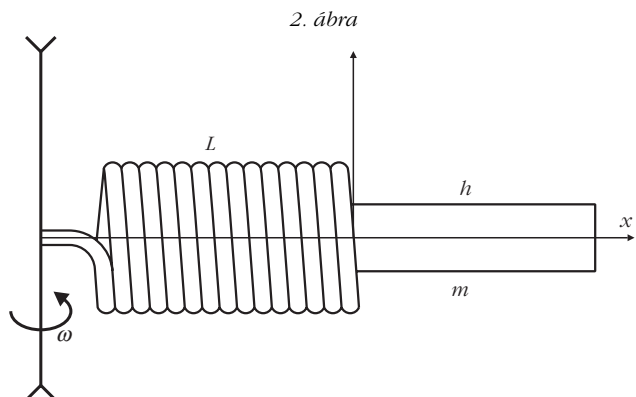
$$Dy = \int_{x=0}^h \omega^2 (L + y + x) \rho dx,$$

ahol x -et a rúd elejétől mérjük. Kiszámítás és átalakítás után az eredmény:

$$y = h \frac{L + \frac{h}{2}}{\frac{D}{\rho \omega^2} - h}.$$

Mivel $m = \rho h$, ezért

$$y = \frac{L + \frac{h}{2}}{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1}.$$



A megoldás feltétele most is az $(\omega_0/\omega)^2 > 1$ kritérium. A feladat integrálás helyett középiskolai összegzős módszerrel is megoldható.

3. feladat

Az előbbi gondolatsor utolsó állomásának tekinthető ez a feladat. Valójában kitekintést nyújt a nehezebb problémák felé. Középiskolában ebből csak a gondolatmenet lehet használható, a matematikai rész túlmeleg a tananyagon. Módszertani szempontból új elemként ki kell emelnünk, hogy az előrehaladás érdekében zárt egységekben gondolkodunk, tehát valahol mindig berekesztjük a további analízist. Később más kontextusban lehet folytatni. E probléma tehát továbbgondolásra való.

A mostani probléma az előbbi tetemes továbbfejtése. Forgassunk egy m tömegű, D direkción erőt, feszítetlen állapotában L hosszúságú rugót vízszintes síkban úgy, hogy egyik végét függőleges tengelyhez erősítsük. Kérdezzük, hogy milyen lesz a rugó hosszmenti sűrűségeloszlása és a helyi megnyúlása. Kezdetben a $\rho_1 = m/L$ vonalsűrűség állandó, és keressük a $\rho(x)$ függvényt.

Megoldás

Az x tengelyt a rugó irányában, a forgástengelytől számítva vesszük fel. Most is bevezetjük a referenciaszálat, amely a valódi szál mellett azzal együtt forog és nem deformálódik. Erre illesztjük az x tengelyt. A referenciaszála azért van szükség, mert így a $\rho_1 \Delta x$ tömegű szeletek transzformációjával jutunk a megnyúlt szálra. Fontos, hogy a változó, keresett $\rho(x)$ vonalsűrűség helyett a konstans ρ_1 vonalsűrűséggel lehet számolni. Tehát keressük az x tengely menti, az x helytől függő helyi megnyúlást. Adott x helyen a megnyúlás által okozott rugóerő biztosítja az x -től jobbra eső rugórész forgáshoz szükséges centripetális erőt, ami – mivel minden szelet más-más távolságra van a forgástengelytől – az egyes szeletekre ható centripetális erők összege.

Ha az x szálrész megnyúlása y , akkor a csatlakozó Δx hosszúságú szakasz megnyúlása Δy , és a Hooke-törvény szerint az 1. feladat (1) képlete alapján

$$\Delta y = \frac{1}{DL} F(x) \Delta x,$$

ahol $F(x)$ az x helyhez tartozó centripetális erő. Az előbbiek alapján $F(x)$ – a $\Delta x \rightarrow 0$ határérték vételével – így írható fel:

$$F(x) = \int_x^L (x+y) \omega^2 \rho_1 dx.$$

Egymásba helyettesítve, majd az integrál határait felcserélve, az $y(x)$ helyi megnyúlásra integrálegyenletet kapunk:

$$y' = \frac{-\omega^2 \rho_1}{DL} \int_L^x (x+y) dx, \quad (i)$$

Vezessük be az

$$\Omega^2 = \frac{\rho_1}{DL} \omega^2$$

állandót és az (i) egyenletre alkalmazzuk a Newton–Leibniz-tételt,¹ akkor az integrál felső határa szerinti deriváltja maga az integrandusz. Így végül a megoldandó másodrendű inhomogén differenciálegyenlet:

$$y'' = -\Omega^2 (x+y).$$

A megoldás trigonometrikus és lineáris függvények kombinációja. A további diszkusszió szempontjából fontosak a kezdőfeltételek. Ezek megadása nem triviális:

$$\begin{aligned} x = 0 & & x = L \\ y = 0 & & \rho = \rho_1 \end{aligned}$$

Ezekkel a differenciálegyenlet konkrét megoldása:

$$y = \frac{\sin(\Omega x)}{\Omega \cos(\Omega L)} - x. \quad (ii)$$

A $\rho(x)$ sűrűségeloszlást a (3.a) képlet adja, vagyis

$$\rho = \rho_1 \frac{1}{1+y'}.$$

Ezután (ii)-ből előállítjuk az y' függvényt és $\rho(x)$ -be helyettesítjük, végül

$$\rho(x) = \rho_1 \frac{\cos(\Omega L)}{\cos(\Omega x)}.$$

Jól látszik, hogy a forgó rugó vége felé haladva, $x \rightarrow L$, $\rho \rightarrow \rho_1$, míg a forgástengelynél a ρ vonalsűrűség a legkisebb; $\rho(x=0) = \rho_1 \cos(\Omega L)$. Igen szép diszkussziók kínálkoznak még, de ezekre már nem térünk ki. Itt is normálni kellene az előbbi sűrűségfüggvényt. Hasonlóan megtehetjük egy C konstans bevezetésével egy nehezebb, C -re vonatkozó egyenlet megoldásaként. Végülis az adódik, hogy az Ω helyett $C\Omega$ írandó. További érdekesség például, hogy (ii)-ből $x = L$ helyettesítéssel megadható a forgó rugó megnyúlása. Célszerű az Ω állandót átírni; $\Omega L = \omega/\omega_0$, ahol ω_0 a rugóhoz rendelt sajátfrekvencia. A normálás miatt a képletben itt is $C\Omega$ írandó.

A probléma megoldható a referenciaszál bevezetése nélkül is. Ez esetben az egyes szeletek más-más tömegűek $\Delta m = \rho(x) \Delta x$, ahol ρ most már a megnyúlt szál helyi sűrűsége. Ekkor $\rho(x)$ -re kapunk differenciálegyenletet. A két megoldás megegyezik.

¹Newton–Leibniz-tétel kimondja, ha az $f(t)$ függvény folytonos az $[a, b]$ intervallumon és az $F(x)$ integrálfüggvényt a következő módon definiáljuk az $[a, b]$ -n:

$$F(x) = \int_a^x f(t) dt,$$

akkor $F(x)$ értelmezve van, folytonos az $[a, b]$ -n, differenciálható (a, b) -n és

$$F'(x) = f(x) \quad \forall x \in (a, b).$$

XXIX. ÖVEGES JÓZSEF KÁRPÁT-MEDENCEI FIZIKAVERSENY

Lévainé Kovács Róza – Karcagi Általános Iskola és Alapfokú Művészeti Iskola

Tasi Zoltánné – Fontos Sándor Általános Iskola, Üllés

Tóth Zsuzsanna – Kónyi Deák Ferenc Általános Iskola és Alapfokú Művészeti Iskola

Az immár 29. alkalommal megtartott, általános iskolásoknak és kisgimnazistáknak – azaz maximum nyolcadikos osztályos tanulóknak – kiírt verseny első, iskolai fordulóját 2019. február 5-én rendezte meg az ELFT Általános Iskolai Szakcsoportja. A megyei fordulóra 494 tanuló, a nevezett diákok 41%-a jutott be. Az országos döntőre – 75 versenyző részvételével – 2019. május 24. és 26. között, hagyományosan Győrben került sor.

A döntő feladatai és a javító bizottság észrevételei

A Feladatkitűző Bizottság a 178 megszerezhető pontszámát tavaly is úgy állapította meg, hogy a versenyzők által elért pontszámok egyezésének valószínűsége minél kisebb legyen és így a rangsor megállapítása egyértelmű lehessen.

A különböző tevékenységet igénylő feladattípusok arányának beállítása a teljes versenyanyagban arra irányult, hogy minél jobban leképezze a reálisan feloldozható tananyagot.

A feladatkitűzők célja az volt, hogy egyrészt a tesztkérdések az általános iskolás tananyag minél nagyobb részét lefedjék, másrészt a számolós és kísérleti feladatokkal a versenyzők alkalmazásra érett tudását is mérjék.

Köszönet illeti a verseny lebonyolításában résztvevőket. A feladatkitűzők: *Slezsák Zsolt, Slezsákné Horváth Katalin, Szeidemann Ákos* (1. forduló), *Győri István, Hártné Károly, Molnár László, Slezsák Zsolt, Varga István* (2–3. forduló). A lektorok: *Farkas Zsuzsanna, Hadházy Tibor, Halász Tibor, Juhász Nándor, Juhász Nándorné, Kovács László, Sós Katalin*. A győri főszervezők: *Póheim Judit és Szabó Miklós*. Az online-rendszer működtetője: *Reszegi Miklós*. A 2. forduló lebonyolításában közreműködők. A 2. forduló javítói: *Juhász Nándor, Juhász Nándorné, Slezsák Zsolt, Slezsákné Horváth Katalin, Varga István*. Az országos döntőn a versenybizottság elnöke *Farkas Zsuzsanna*, a zsűri elnöke *Hadházy Tibor* és segítője, *Janóczki József*, a győri szervező kollégák, az országos döntő javítói. A verseny elnöke *Lévainé Kovács Róza*.

Köszönjük mindazon intézmények, vállalkozások, magánszemélyek támogatását, akik segítségével rendezvényünk nem valósulhatott volna meg.



Lévainé Kovács Róza intézményvezető-helyettes a Karcagi Általános Iskola és Alapfokú Művészeti Iskolában, Ericsson-díjas mesterpedagógus, szaktanácsadó, Bonis Bona – a nemzet tehetségeiért életműdíjas. 2011 óta az ELFT Általános Iskolai Oktatási Szakcsoportjának elnöke, irányítja az Öveges-fizikaverseny szervezését.

1. számolós feladat

A közepén rögzített fonálnál fogva tartott hurkapálca bal oldali felére egy 2 cm élhosszúságú alumíniumkockát (az alumínium sűrűsége 2700 kg/m^3), jobb oldalára pedig egy ismeretlen anyagú fémhengert akasztottunk fel rövid, vékony cérnadarabkákka, az *ábra* szerint. Amikor a kocka a pálca középpontjától $l_1 = 15 \text{ cm}$, a fémhenger pedig $l_2 = 5 \text{ cm}$ távolságban van felfüggesztve, akkor a pálca vízszintes állásban, nyugalomban van.

a) Mennyi a fémhenger tömege?

b) A két testet teljesen víz alá merítve azt tapasztaljuk, hogy a pálca továbbra is vízszintes helyzetben, egyensúlyban marad. Mennyi a fémből készült henger sűrűsége?

A javítóbizottság visszajelzése

– Sok áttekinthető, rendezett külalakú, jól követhető megoldással találkoztak.

– A mértékegységek kezelésében voltak problémák (például a grammal kifejezett tömeg és a newtonban kifejezett erő között).

– Az eredmény szöveges indoklásai gyakran hiányosak voltak.

– A feladat b) részében az egyensúly fennmaradásából a fellépő felhajtóerők egyenlőségére következtetett sok tanuló.

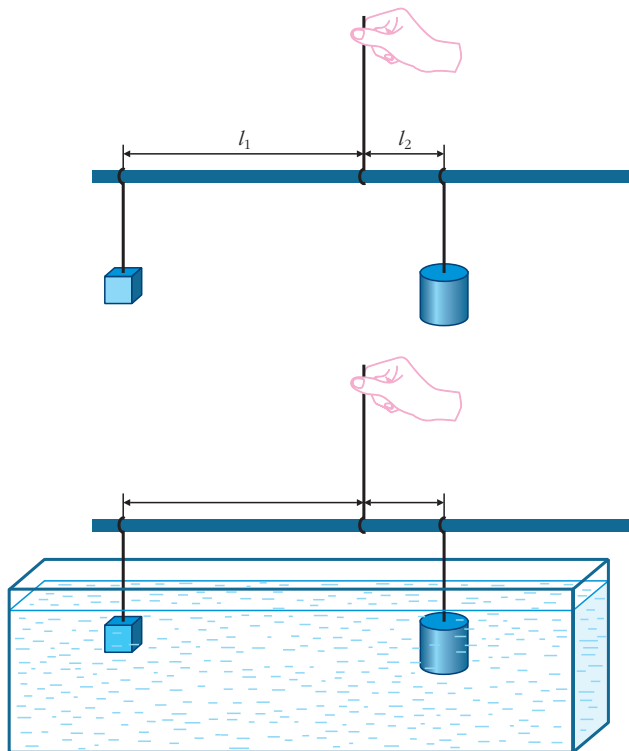
– A feladat a) részében az egyensúlyban lévő testek közül az ismeretlen anyagú tömegét kellett meghatározni, a válasz szinte mindenkinek hibátlanul



Tasi Zoltánné 40 éve tanít matematikát-fizikát az üllési Fontos Sándor Általános Iskolában. 2011 óta az ELFT Általános Iskolai Oktatási Szakcsoportja országos vezetőségének és 2014 januárjától az ELFT Csongrád megyei elnökségének tagja. 2014-ben Ericsson-díjjal ismerték el a fizika népszerűsítésért végzett munkáját. Európai Comenius és Erasmus+ projekt résztvevője. 2018-tól a Rátz-Ericsson Díjbizottság tagja.



Tóth Zsuzsanna a Kónyi Deák Ferenc Általános Iskola és Alapfokú Művészeti Iskola fizikatanára. Az ELFT Általános Iskolai Oktatási Szakcsoportjának tagja. 2010-től vesz részt folyamatosan az Öveges-verseny országos döntőjének lebonyolításában, a verseny krónikájának szerkesztésében.



Magyarázó rajz az 1. számolós feladathoz.

sikerült. A feladat b) része – amelyben az ismeretlen sűrűséget kellett meghatározni – osztotta meg a mezőnyt. Az első számításos feladatot 15,5 átlagponttal (77,5%-os eredményességgel) oldották meg, közülük 34-en (45%) hibátlanul dolgoztak. Jelentős azok aránya, akik csak az a) feladatrésszel boldogultak (18 fő, 24%), vagy a b) feladatréssz megoldásához épp hozzá tudtak fogni.

2. számolós feladat

Egy benzinmotorral hajtott csónak 5 LE maximális motorteljesítmény mellett 7,5 km/h sebességgel halad állóvízben. A motor fajlagos fogyasztása 0,3 kg/kWh, azaz 0,3 kg üzemanyagot használ fel ahhoz, hogy 1 órán keresztül 1 kW teljesítményt szolgáltatson.

Elmélyült munkát igényeltek a számolós feladatok...



a) Hány liter üzemanyagot fogyaszt az adott sebességnél a motor óránként? A benzin sűrűsége 735 kg/m^3 , $1 \text{ LE} = 735,5 \text{ W}$.

b) Ha a motor 12 literes üzemanyagtartályát teljesen feltöltik, legfeljebb milyen távolságra merészkedhet el a csónak a Balatonon, hogy üzemanyagutánpótlás nélkül vissza tudjon térni a kiinduló kikötőbe?

c) Teli üzemanyagtartállyal, folyásirányban elindulva, legfeljebb milyen messze távolodhat el kiinduló kikötőjétől a csónak a Dunán, hogy további üzemanyag felvétele nélkül vissza tudjon oda térni? A Duna vízének áramlási sebessége átlagosan 4,5 km/h.

(Feltételezzük, hogy a csónak egyenes vonalú pályán mozog oda-vissza, és motorját mindvégig a legnagyobb teljesítménnyel működtetik.)

A javítóbizottság észrevétele

Az a) feladatréssz sokkal jobb eredményt hozott, mint a b) és c) rész. Egy tanuló a c) feladatrésszre kétféle megoldást adott. Itt is jellemző volt az áttekinthető munkavégzés.

A verseny legjobb, 82%-os megoldottságú feladata lett ez a 28 pontos, igen összetett probléma.

Harmincnégy fő hibátlanul oldotta meg az összetett feladatot. A versenyzők 95%-a az elérhető 28 pont legalább a felét megszerezte, az átlagpont 23,3 lett.

Sajnos egy versenyző nem szerzett pontot.

Mérőkísérleti feladat

Az osztálykirándulás első napján, a szállás elfoglalását követően egy rövid erdei túrára indultak a tanulók. Úgy tervezték, csak olyan mélyen merészkednek be az erdőbe, hogy miután lement a Nap, a magukkal vitt zseblámpák világítása mellett visszaérkezhesse a szállásra. Teljesen új ceruzaelemekkel frissen feltöltött zseblámpákkal keltek útra, és tisztában voltak azzal, hogy a lámpák csak addig szolgáltatnak fényt, amíg az elemek izzólámpának átadott teljesítménye az eredeti érték 70%-ára nem csökken.

Feladat: egy ceruzaelem feszültségének időbeli változását vizsgálva határozd meg, mennyi idő alatt

...a mérőkísérlet megoldása nem kevésbé.





2019-ben sem csak a szigorúan vett versenyzésről szólt ez a három nap.



csökken a rá kapcsolt fogyasztónak átadott teljesítménye a kezdeti érték 70%-ára!

Felbasználható eszközök:

- mérőpanel, rajta elemtartó, 1,8 W-os ellenállás, két dugalj (mérőszinór csatlakozási lehetőség);
- 1 darab AA típusú ceruzaelem;
- multiméter 2 darab mérőszinórral;
- óra (központi, termenként 1-1 darab).

A javítóbizottság észrevételei

- A többség jól oldotta meg a paraméteres egyenletet.
- Sok jól áttekinthető dolgozat volt, ez előrelépés az előző évek tapasztalatához képest.

Néhány hiba:

- Néhányuknál problémát okozott a méréshatár kiválasztása a multiméteren.
- Akadtak olyan tanulók, akik a teljesítmény számolásánál figyelmen kívül hagyták az áramerősség változását.
- Többeknek az ábrázolással volt gondja, nem választották meg a tengelyek beosztásait, mások túl kicsire vették az osztásközöket.
- Egy ceruzaelem feszültségének időbeli változását vizsgálva kellett meghatározni, hogy mennyi idő alatt csökken a reá kapcsolt fogyasztónak átadott teljesítmény a kezdeti érték 70%-ára. Mindez egy hétköznapi történetbe ágyazva jelent meg a versenyzők számára.
- Tizenkilenc hibátlan megoldás született, 65 fő (87%) teljesítménye haladta meg az 50%-ot. Az átlag 19,1 pont volt, 79%-os összteljesítménnyel. Egy fő nem kapott pontot.

Tesztek

Az Öveges-verseny feladatkitűzői régóta törekednek arra, hogy az alkalmazásra képes tudás hasznosítására építsenek. Ennek megfelelően a teszt kérdései a felismerésen túl, a megszerzett tudás alkalmazását is igényelték, így hasznosabb, igényesebb, de teljesíthető tudást várt el a versenyzőktől. Az akadályt jól vették a tanulók, a teszt a harmadik legeredményesebb feladat típus volt (77%). Az elérhető 70 pontból egy ver-

senyző szerzett 65 pontot, a szerezhető pontszám legalább felét elérte 71 tanuló (95%). Az átlagpont 53,3. A legalacsonyabb pontszámú versenyző is 37%-os teljesítmény nyújtott.

A javító bizottság visszajelzése szerint

- A nyíltvégű kérdéseknél a fény közeghatáron történő viselkedéséről, valamint a színekről meglévő ismereteket kellett felidézni, amit többé-kevésbé sikerrel oldottak meg.
- A nyelvhasználat (mind a hétköznapi mondatalkotás, mind a szaknyelv alkalmazása) nagyon pongyola, a jó gondolatokat „elrontja” a hibás megfogalmazás, a hiányos lejegyzés.
- Előfordult, hogy a versenyző a 17. és a 18. feladatot jól oldotta meg, de a 19.-re – ami az előző kettőt magyarázná meg – hibás vagy hiányos választ adott.

Megállapítható, hogy:

- a tanulók többségének ezen a területen is volt sikerélménye;
- nem okozott hátrányt (kivéve a határon kívüli tanulókat), vagy előnyt a különböző tantervből és tankönyvből tanulás sem;
- tehát a követelményszintet jól sikerült beállítani.

Fizikátörténeti feladat

A korábbi évekhez képest jól sikerült a fizikátörténeti feladat megoldása, ez is igazolja, hogy e feladat típusnak van helye a versenyen. Megfelelő mennyiségű és a tanulók életkori sajátosságaihoz igazodó színvonalú felkészülési anyagot sikerült ajánlani.

Öt tanuló dolgozott hibátlanul, nyolc egy pont vesztéssel. Az átlagpont 14,7, a megoldottság 73%-os. Az elérhető pontszám legalább felét megszerezte 62 fő (83%).

A javító bizottság visszajelzése

- Sok dolgozat magas pontszámot hozott, ami jelentős pozitív változás a megyei forduló megoldásaihoz képest.
- A megoldások többsége – egy-két kivételtől eltekintve – igényes, szép munka.

– Néhány tanuló egyes válaszában tiszteletlen, a versenyhez nem méltó megfogalmazást engedett meg magának.

– A versenyzők tájékozatlanságukat a válaszok találgatásával próbálták leplezni.

Összegzés

A verseny feladatainak teljesítményszintje alapján megállapítható, hogy főként sikerélményt nyújtó, ezáltal a tantárgyi attitűdöt feltehetően javító feladatsorral találkoztak a döntő résztvevői. Fontos szempont, hogy egy ilyen komplex verseny feladatsorának bonyolultsági szintje a reális tudást tükröző rangsor kialakítását segítse elő.

Ugyanakkor fizikaoktatásunk meghatározó része a kísérletezés, ennek megoldása a többi feladattípushoz képest gyengébb képet mutatott, a felkészülésnél célszerű nagyobb hangsúlyt fektetni e területre.

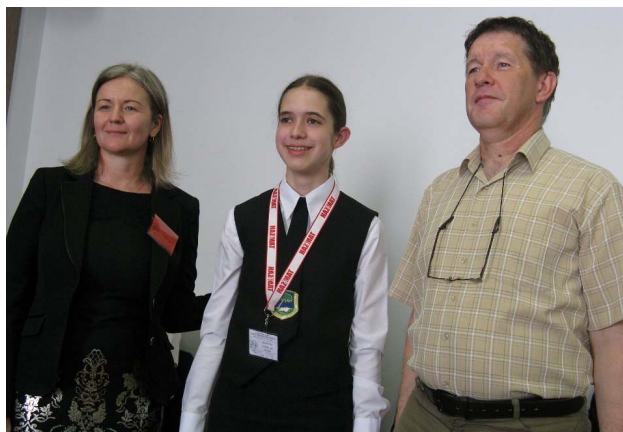
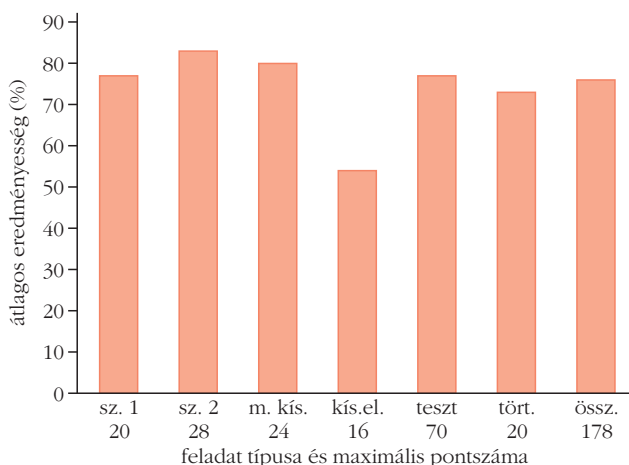
Az összes versenyző teljesítményének idei átlaga 75,9% volt.

A teszt kivételével minden feladattípusban volt hibátlan munka, maximális pontszámú versenyző. A tesztben a leggyengébben teljesítő 26 pontot (37%) gyűjtött, a mérőkísérleti feladtnál és a második számításnál 1-1 nullapontos versenyző akadt, míg a kísérletelemzésnél tízen nem szereztek pontot.

A mezőny remekül boldogult az összetett számítási feladattal, a teszt megoldottsága csupán 6%-kal maradt el tőle, ez biztatóan jó. A történeti teszt a korábbiakhoz képest jobban vizsgázott, eredményessége megközelíti a feladatok többségének megoldottságát. A kísérletelemzéssel szerezhető pontszám alig több, mint felét érték el a versenyzők.

A döntősök 96%-a 50% feletti teljesítményt nyújtott e nehéz megméréstetesen, azaz mindössze 4%-uk nem érte el a szerezhető pontszám felét. A győztes 95,5%-ban sikeresen oldotta meg a feladatokat, ketten 94,9%-kal követik őt, majd 94,4 és 93,8%-osak az első díjasok. Az öt legjobb versenyző közül négy gimnáziumból került az országos döntőbe, míg az abszolút győztes az általános iskolai oktatásból.

Az egyes feladatokban és a teljes versenyen nyújtott teljesítmény.



Középen a verseny abszolút győztese – és még három különdíj nyertese –, a Kecskeméti Református Általános Iskolából érkezett Jeszenői Sára, jobbra felkészítő tanára, Gyömbér Csaba.

Eredmények, díjazottak

A verseny abszolút első helyezettje 170 ponttal *Jeszenői Sára*, a Kecskeméti Református Általános Iskola tanulója, felkészítő tanára: *Gyömbér Csaba*. Mindketten megkapták az Öveges-plakettet.

Általános iskolai kategória

II. helyezett

Hauber Henrik (Pápa, Szent István Római Katolikus Általános Iskola), tanára: *Tóthné Bóna Márta*.

III. helyezettek

Badladi Milán Zsolt (Lenti Arany János Általános Iskola és Alapfokú Művészeti Iskola), tanára: *Boa László*;

Nemeskéri Dániel (Pécsi Jókai Mór Általános Iskola), tanára: *Veldi Beáta*;

Viczián Dániel (Szegedi Arany János Általános Iskola), tanára: *Horváthné Érsek Virág*.

Gimnáziumi kategória

I. helyezettek

Koleszár Benedek (Dunakeszi, Radnóti Miklós Gimnázium), tanára: *Horváth Henrietta*;

Kiss Mihály (Szombathely, Boldog Brenner János Általános Iskola, Gimnázium és Kollégium), tanára: *Vida Mária*;

Sallai Péter (Dunakeszi, Radnóti Miklós Gimnázium), tanára: *Horváth Henrietta*.

Kovács Gergely (Szombathely, Boldog Brenner János Általános Iskola, Gimnázium és Kollégium), tanára: *Vida Mária*.

II. helyezettek

Bognár András Károly (Budapest, Fővárosi Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium), tanára: *Nagy Piroska Mária*;

Gábor Tamás (Budapest, Fővárosi Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium), tanára: *Nagy Piroska Mária*;

Fónagy Márton Ádám (Debreceni Fazekas Mihály Gimnázium), tanára: *Türk Zsuzsanna*;

Pálfi Fruzsina (Budapest, Baár-Madas Református Gimnázium, Általános Iskola és Kollégium), tanára: *Horváth Norbert*.

III. helyezettek

Pethő Dorottya (Kecskeméti Katona József Gimnázium), tanára: *Szalai Péter*;

Arnold Lőrinc (Budapest, I. kerületi Toldy Ferenc Gimnázium), tanára: *Szarkowicz Judit*;

Havasi Marcell Milán (Miskolci Herman Ottó Gimnázium), tanárai: *Pilcz Olivér* és *Pántyáné Kuzder Mária*;

Bak Angelika (Kecskeméti Katona József Gimnázium), tanára: *Szalai Péter*;

Koczás Árpád (Pécsi Janus Pannonius Gimnázium), tanára: *Jubász László*;

Pecsenka Máté (Érdi Vörösmarty Mihály Gimnázium), tanára: *Varga Zsolt*.

Az I–III. díjasok *Pál Zoltán* tanár úr által készített kísérleti eszközt is kaptak.

Különdíjasok

Az I. számításos feladatért: *Horváth Dániel* (Tata, Kókúti Általános Iskola), tanára: *Vida Mária*.

A mérőkísérletért: *Szabó Zóra* (Budapest, Békásmegyeri Veres Péter Gimnázium), tanára: *Rakovszky Andorás*.

A II. számításos feladatért: *Hartmann Botond* (Budapest, Óbudai Árpád Gimnázium), tanára: *Kürtösi Balázs*.

A kísérletelemző feladatért: *Koleszár Benedek* (Dunakeszi, Dunakeszi Radnóti Miklós Gimnázium), tanára: *Horváth Henrietta*.

A fizikatörténeti és teszt megoldásáért: *Sallai Péter* (Dunakeszi, Dunakeszi Radnóti Miklós Gimnázium), tanára: *Horváth Henrietta* és *Jeszenői Sára* (Kecskeméti Református Általános Iskola), tanára: *Gyömbér Csaba*.

A legeredményesebb Győr-Moson-Sopron megyei versenyző *Vas Botár* (Győr, Kazinczy Ferenc Gimnázium és Kollégium), tanára: *Baloghné Bodó Genovéva*.

A legeredményesebb határon túli versenyző *Dobra László Edgár* (Románia, Kézdivásárhely, Magy Mózse Elméleti Líceum), tanára: *Bertha Zsolt* és *Orosz Soma* (Románia, Gyergyószentmiklós, Fogarassy Mihály Általános Iskola), tanára: *Magyari Etelka*.

A legeredményesebb Jász-Nagykun-Szolnok megyei versenyző *Kiss Ábel* (Szolnok, Szegő Gábor Általános Iskola), tanára: *Császár Tóth Ildikó*.

Az egyházi intézményben tanulók közül legeredményesebb diák *Jeszenői Sára* (Kecskemét, Kecse-



A 2019. évi Rónaszéki László-díjjal kitüntetett Rakovszky Andorás, a Békásmegyeri Veres Péter Gimnázium tanára.

méti Református Általános Iskola), felkészítő tanára: *Gyömbér Csaba*.

A legeredményesebb leány versenyző *Jeszenői Sára* (Kecskemét, Kecskeméti Református Általános Iskola), tanára: *Gyömbér Csaba*.

A legkisebb településről érkező diák *Magyar Gábor* (Noszvaj, Figedy János Általános Iskola és Alapfokú Művészeti Iskola), tanára: *Iványi Tamásné*.

A legkisebb településen élő, de nem ott tanuló diák *Kiss Mihály* (Szombathely, Boldog Brenner János Általános Iskola, Gimnázium és Kollégium), tanára: *Vida Mária*.

Tanári emlékdíjak

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat az Általános Iskolai Oktatási Szakcsoport kezdeményezésére két emlékdíjat alapított.

Csákány Antalné-emlékdíjban részesülhet az a fizikatanár, aki 5 év távlatában a legeredményesebb felkészítőnek bizonyul, akinek tanítványai az elmúlt öt év alatt legtöbbször értek el 1–3. díjas helyezést. Azonos érték esetén a kisebb településről érkezett tanár élvez előnyt. A kitüntetett 5 évente csak egyszer kaphatja meg e díjat. 2019-ben *Kovács Tibor*, a zalaegerszegi Zrínyi Miklós Gimnázium tanára vehette át az emlékdíjat.

Rónaszéki László-díjban részesülhet az a fizikatanár, aki a legtöbb versenyzőt indítja az Öveges József Kárpát-medencei Fizikaverseny első fordulójában és közülük a legjobb arányban jutnak be a döntőbe. (Az értékelésnél kigyűjtjük az 1. fordulóban legtöbb versenyzőt indító tíz kollégát, és megnézzük, hogy versenyzői milyen arányban jutottak a döntőbe.) A 2019. évi kitüntetett *Rakovszky Andorás*, a Békásmegyeri Veres Péter Gimnázium tanára.

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 főtájtár, 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 egyzámlán.

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

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



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
érelklőđő 5-8. osztályos diákok számára,
és 8-12. osztályosok számára a Zemplénben

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

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

