

# fizikai szemle

Az MTA-tagjelöltek írásai



2025/3

nka

# 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

## SZERKESZTŐSÉG:

Felelős szerkesztő: Iglói Ferenc főszerkesztő

Olvasószerkesztő: Bodrog Zoltán

Technikai szerkesztő: Hock Gábor

## SZERKESZTŐBIZOTTSÁG:

Asbóth János, Biró László Péter, Csengeri Kamilla, Czitroszky Aladár, Gyürky György, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Járai-Szabó Ferenc, Kiss Ádám, Kopasz Katalin, Néda Zoltán, Ormos Pál, Pálfalvi László, Pásztor Gabriella, Sándor Bulcsú, Simon Ferenc, Simon Péter, Sódor Ádám, Sükösd Csaba, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

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

Kiadja és terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat,  
1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III.  
Telefon/fax: (1) 201-8682  
Felelős kiadó: Groma István főtítká

A Társulat és a folyóirat honlapja:

<http://fizikaiszemle.elft.hu>,

e-postacíme: [elft@elft.hu](mailto:elft@elft.hu)

A folyóirat szerkesztőségi e-mail címe:

[fsz\\_szerkesztok@elft.hu](mailto:fsz_szerkesztok@elft.hu). A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük. Kéziratokat nem őrzi meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.



Nyomdai előkészítés: Hock Gábor. Nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető:

Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.

Előfizethető a Társulattól vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán. Az egyes számok ára: 1800,- Ft (a dupla számoké 3600,- Ft) + postaköltség.

HU ISSN 0015-3257 (nyomtatott)

HU ISSN 1588-0540 (online)

A lapot az MTA Magyar Tudományos Művek Tára (MTMT) archiválja



A címlapon:

A Magyar Tudományos Akadémia allegóriája

(Az MTA engedélyével)

## TARTALOM

### MTA-TAGJELÖLTEK – TEMATIKUS BLOKK

Vendégszerkesztő: Csabai István

- Csabai István:* Bevezető – Az MTA-tagjelöltek írásai 73
- Takács Gábor:* Elérik-e az egyensúlyt a zárt kvantumrendszerek? – Amikor a „fénykúp” bezárul 74  
*A cikk áttekinti a termalizációt, azaz a hőmérsékleti egyensúly kérdését zárt kvantumrendszerekben, és bemutatja azokat az eredményeket, amelyek szerint a bezáró kölcsönhatások megakadályozhatják a hőmérsékleti egyensúly elérését.*
- Simon Ferenc:* A spintronika: bevezetés és alkalmazások 79  
*A spintronika – más nevén spin-elektronika – lényege, hogy az elektron saját perdületét, azaz spinjét is felhasználó áramköröket hozunk létre. A cikk bemutatja a spintronikai eszközök működésének megértéséhez szükséges alapjelenségeket*
- Bajnok Zoltán:* Holográfia a kvantumtérelméletben 85  
*Hány dimenziós a tér? Miből áll a világ? Mik az alapvető építőkövek és ezek hogyan hatnak kölcsön? Ilyen kérdésekre keres választ a cikk. A vizsgálatok során egy olyan elméletre jut el, amely egy magasabb dimenziós modell hologramjának tekinthető.*
- Lugaro Maria, Cseh Borbála, Szányi Balázs:* A Nap születésének feltérképezése radioaktív atommagokkal 89  
*A Nap nélkül a Föld sem létezne – meglepő módon mégsem ismerjük e fontos égitest korai történetének részleteit. A nukleáris asztrofizika segítségével olyan kérdésekre keres választ a cikk, hogy milyen környezetben és hány csillaggal együtt született a Nap.*
- Veres I. Gábor:* A Nagy Hadronütköztető első sikerei 93  
*A kísérleti részecskefizikai kutatások a mikrovilág fizikájának legalapvetőbb megoldatlan problémáit és kérdéseit célozzák meg. A Nagy Hadronütköztető bekapcsolása után óriási figyelem kísérte az ismeretlen, nagy tömegű részecskék keltését, mely vizsgálatokról szól ez az írás.*
- Dombi Péter:* Az ultragyors nanooptikától a femtoszekundumos anyagtudományig 97  
*Alacsony intenzitások mellett végzett kísérletekről szól az írás. Ilyenkor a lézerezény még nem kelt plazma halmazállapotot az anyagból, és megmarad a minták eredeti anyagszerkezete. Különösen érdekes a rövid impulzusú lézernyalábnak egy fém nanorészecskével való kölcsönhatása.*
- Tapasztó Levente:* Grafénba zárt fény 100  
*A grafén fényvel való kölcsönhatásának izgalmas fejezete, amikor a fény plazmonjellegű kollektív gerjesztéseket hoz létre. Az írás olyan kísérleti eljárást mutat be, mellyel a grafén-plazmonok frekvenciáját a látható tartományba lehet felskálázni.*
- A FIZIKA TANÍTÁSA**
- Gombási Róbert, Goertz Amélie, Vincze Miklós, Szeidemann Ákos:* Ülepítés döntött folyadékban, avagy elmerülés egy érdekes problémában 104  
*Döntött tartályban történő üledés esetén kísérletileg és elméletileg vizsgálták a folyamat sebességét. A vizsgálatok rámutattak arra, hogy az iparban hogyan érdemes optimalizálni az ülepítési folyamatokat különböző technológiák esetén.*
- A címlapon: az MTA allegóriáját Széchenyi István tervezte, és a nőalak a feleségének képmása. A festmény eredeti címe: Borúra derű; festette 1831-ben Johann Ender (Wikipédia)*

### CANDIDATES FOR MEMBERSHIP IN HAS – THEMATIC BLOCK

*I. Csabai:* Foreword – Articles of candidates for membership in the Hungarian Academy of Sciences (HAS)

*G. Takács:* Do closed quantum systems achieve balance? – When the “light cone” closes

*F. Simon:* Spintronics: Introduction and applications

*Z. Bajnok:* Holography in quantum field theory

*M. Lugaro, B. Cseh, B. Szányi:* Mapping the birth of the Sun with radioactive atomic nuclei

*I. G. Veres:* The first successes of the Large Hadron Collider

*P. Dombi:* From ultrafast nano-optics to femtosecond materials science

*L. Tapasztó:* Light trapped in graphene

### TEACHING PHYSICS

*R. Gombási, A. Goertz, M. Vincze, Á. Szeidemann:* Settling in a tilted liquid, or diving into an interesting problem

*A jelen szám színes nyomtatását az MTA Fizikai Tudományok Osztálya támogatta.*

Fizikai Szemle  
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



KULTURÁLIS ÉS  
INNOVÁCIÓS  
MINISZTERIUM

**nka**  
Nemzeti Kulturális Alap

group  
m v m





# BEVEZETŐ – AZ MTA-TAGJELÖLTEK ÍRÁSAI

Csabai István,

a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Osztályának elnöke

ELTE, Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék, Budapest

E-mail: istvan.csabai@tk.elte.hu



A *Fizikai Szemlének* ez a száma nemcsak azért különleges mert itt mutatkoznak be a levelező tagságra jelölt fizikusok kollégák – tekintést nyújtva kutatási területeikbe és eddigi munkásságukba –, hanem azért is mert idén ünnepeljük Akadémiánk 200. születésnapját.

Az MTA 200 éves fennállása alatt a magyar tudományos élet meghatározó intézménye volt. Tagjai a legkiválóbb tudósok közül kerülnek ki, akik munkásságukkal jelentősen hozzájárulnak a tudomány fejlődéséhez. Napjainkban, amikor a tudomány egyszerre válik mind globálissá, mind specialistává, különösen fontos megőriznünk azt a szellemiséget, amelyet elődjünk képviseltek: a tudás iránti alázatot, a tudományos integritást, a kritikai gondolkodást és általában a kíváncsiságot, valamint a megszerzett ismeretek közösségi hasznosításának vágyát. A tagválasztási folyamat szigorú és átlátható; biztosítva, hogy csak a legérdemesebbek nyerjék el ezt a megtisztelő címet. Az akadémikusok közé kerülni nem csupán tudományos elismerés, hanem egyfajta küldetés is egyben. A nemzetközileg elismert kiváló kutatási eredményeken túl a jelöltek aktív tudományos szervezők, iskolateremtő egyéniségek, akik képesek új kutatási irányokat kijelölni, fiatal tehetségeket nevelni, és a magyar tudományosság hírnevét öregbíteni. Átnézve eddigi munkásságukat, biztosan állíthatjuk, hogy a most levelező tagságra ajánlott tagok mindegyike már bizonyította rátermettségét és elkötelezettségét. Bármelyikük kap is lehetőséget, hogy tagja legyen az Akadémiának, méltó folytatója lesz az elődök sorának.

A fizika áthatja mindennapi életünket. Számos technológiai vívmány, amelyet ma természetesnek veszünk, a tudomány és sok esetben a fizika alap kutatásainak eredményeire épül. Mégis a társadalomban egyfajta kettősség figyelhető meg a tudomány iránti viszonyulásban. Egyrészt élvezzük és elvárjuk a növekvő kényelmet, biztonságot és egészséget, amit a tudomány fejlődése hoz, másrészt erősödik a bizalmatlanság a tudományokkal, a kutatókkal szemben. A napjainkban még inkább meg erősödő tudományellenes nézetek különösen aggasz-

tóak, hiszen a tudományba vetett bizalom nélkül nehéz lesz megoldani azokat a globális kihívásokat, amelyekkel szembenézünk.

A Fizikai Tudományok Osztályának jelöltjei nem szütkölködnek a társadalmilag hasznosítható eredményekben. Ugyanakkor fontos szót ejtenünk az alap kutatások fontosságáról. A tudományos kutatás finanszírozói világszerte a forrásokat egyre inkább kizárólag a közvetlen gyakorlati eredményekkel kecsegtető alkalmazott kutatások felé irányítják – azzal a szándékkal, hogy azonnali értékesíthető termékeket hozzanak létre. Logikusnak tűnik csak a legjobban hasznosítható és legsürgősebb problémákra összpontosítani, nem igaz? A válasz egyértelmű nem. Abraham Flexner, a princetoni Institute for Advanced Study alapító igazgatója, aki egyebek mellett segítette Albert Einsteint az Egyesült Államokba hívni, „A haszontalan tudás hasznossága” című klasszikus esszéjében („The Usefulness of Useless Knowledge”, Harper’s, 1939) leírja a tudományos kutatás paradox működését. A mély kérdésekre adott válaszok keresése, amelyet kizárólag a kíváncsiság vezérel, és nem törődik az alkalmazással, gyakran nemcsak a legnagyobb tudományos felfedezésekhez, hanem a legforradalmibb technológiai áttörésekhez is vezet. Egy közelmúltban megjelent tanulmány bizonyítja, hogy több mint nyolc évtized távlatában sem fakult meg ez az állítás. Yasemin Aslan, a University of Sussex Business School kutatója és munkatársai (Aslan Y., et al. (2024): *D. Res. Policy*, 53, 105075) több mint 1 millió publikációt elemezve azt találták, hogy az orvosbiológiai tanulmányok mintegy 70%-a tartalmaz véletlenszerű felfedezéseket, azaz olyan eredményeket, amelyekre a tudósok nem számítottak a finanszírozási kérelmükben leírtak alapján. Történelmi távlatból nézve se génterápia, se internet nem lenne az eredendő haszontalan vágyakozás nélkül, hogy megértjük, miért és hogyan bolyong néhány fényes pont az ég kristálykupoláján.

A *Fizikai Szemle* tematikus száma kiváló lehetőséget kínál arra, hogy megismerjük a legújabb eredményeket a fizika területén, és bepillantást nyerjünk a leendő levelező tagok izgalmas kutatásaiba. Jelöltjeink példamutató egyensúlyt mutatnak fel a fizika fundamentális kérdéseinek megválaszolása és a társadalmilag hasznosítható eredmények elérése között. Kívánom, hogy ez a gyűjtemény sokak számára inspirációt jelentsen, és erősítse a fiatalok fizika iránti érdeklődését.

# ELÉRIK-E AZ EGYENSÚLYT A ZÁRT KVANTUMRENDSZEREK? – AMIKOR A „FÉNYKÚP” BEZÁRUL

Takács Gábor

BME Elméleti Fizika Tanszék, Budapest

E-mail: takacs.gabor@ttk.bme.hu

A XIX. századi fizika egyik csúcsteljesítménye a hőtan második főtételének statisztikus megalapozása. Eszerint zárt rendszerekben a folyamatok irányát az entrópia növekedése szabja meg, és a maximális entrópiájú állapot jelenti az egyensúlyt. Cikkemben áttekintem a termalizáció kérdését zárt kvantumrendszerekben, és bemutatom eredményeinket, amelyek szerint a bezáró kölcsönhatások megakadályozhatják a hőmérsékleti egyensúly elérését.

## Termalizáció: a hőmérsékleti egyensúly elérése

Hőmérsékleti egyensúlyban a különböző állapotok valószínűségét a Boltzmann–Gibbs-eloszlás határozza meg, ami szerint a rendszer egyes konfigurációinak előfordulási valószínűségét a következőképpen lehet kifejezni:

$$p_i = (1/Z) \exp\{-E_i/kT\}, \quad (1)$$

ahol  $E_i$  az  $i$ -edik konfiguráció energiája,  $T$  az abszolút hőmérséklet,  $k$  a Boltzmann-állandó,  $Z$  pedig egy normálási faktor<sup>1</sup>, ami azt garantálja, hogy a teljes valószínűség 1. A hőmérsékleti egyensúlyhoz vezető folyamat a termalizáció, aminek legegyszerűbb példája, amikor két eltérő hőmérsékletű testet hozunk érintkezésbe. Ekkor a melegebb test felől a hidegebb test felé hő áramlik mindaddig, amíg a hőmérsékletük ki nem egyenlítődik.

A XX. század első felének forradalmi felfedezései nyomán kiderült, hogy az anyag mikroszkopikus összetevői nem a klasszikus fizika, hanem a kvantumelmélet törvényeinek tesznek eleget. Ezzel felvetődött a kérdés, hogy a klasszikus elképzelés alkalmazható marad-e. Az entrópia fogalmát Neumann János terjesztette ki kvantumrendszerekre nem sokkal a Bose–Einstein- és a Fermi–Dirac-eloszlások bevezetése után [1].

<sup>1</sup> A  $Z$  mennyiséget a statisztikus fizikában állapotösszegnek (partíciós függvénynek) nevezik, és segítségével a rendszer szabadenergiája az  $F = -kT \ln Z$  alakban írható fel.



Takács Gábor a BME Elméleti Fizika Tanszék egyetemi tanára, az MTA doktora, 2020 és 2024 között a BME Fizika Tudományok Doktori Iskola vezetője, 2024 óta a BME Fizikai Intézet igazgatója. 2012-ben elnyerte az MTA Lendület pályázatát, amivel megalapította a BME-MTA „Lendület” Statisztikus Térelméleti Kutatócsoportot. Kutatási területe az alacsony dimenziós kvantumrendszerek, a kvantumtérelmélet és alkalmazásai a kondenzált anyagok elméletében és a statisztikus fizikában.

A Neumann-féle entrópia a statisztikus operátor (sűrűségoperátor) fogalmán alapul, ami a nyílt kvantumrendszerek állapotát írja le. Makroszkopikus testek esetében ez a leírás természetesen adódik, hiszen az ilyen rendszereket nem lehet kvantumelméleti értelemben elszigetelni a környezetüktől. A környezet hatásának egyik legfontosabb következménye a '70-es évek óta széles körben tanulmányozott dekoherencia jelensége, ami megmagyarázza, hogy makroszkopikus méretekben miért nem észlelhető a kvantumos viselkedés [2]. A kör ezzel bezárulni látszik: a makroszkopikus rendszerek klaszszikusan viselkednek, így a hőtan megalapozásához elegendő az entrópia fogalmát kiterjeszteni arra az esetre, amikor a mikroszkopikus folyamatokat a kvantumelmélet írja le. Valóban, a kvantumstatisztikus fizika megalapozása a sűrűségoperátor és az entrópia Neumann által bevezetett fogalmaira épül.

## A zárt kvantumrendszerek dinamikája

Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji és William Daniel Phillips 1997-ben Nobel-díjjal jutalmazott munkája [3] megteremtette az alapját annak, hogy csapdázott ultrahideg atomi rendszerekben a nagyszámú atom alkotta rendszert a környezettől elszigetelve koherens kvantumállapotba lehessen hozni. Ennek nyomán lehetővé vált olyan nagy részecskeszámú rendszerek tanulmányozása, amelyek a hétköznapi makroszkopikus tárgyakkal ellentétben a környezettől elszigetelt, zárt kvantumrendszerként viselkednek.

Természetesen adódik a kérdés, hogy a zárt kvantumrendszerekre is kiterjeszthető-e a termalizációra vonatkozó elméleteink. Rögtön az elején azonban súlyos probléma merül fel. A zárt kvantumrendszerek állapota ugyanis egy Hilbert-térbeli vektorral írható le, amit a szokásos Dirac-féle formalizmusban  $|\psi\rangle$ -vel jelölünk. Az ennek megfelelő sűrűségoperátor

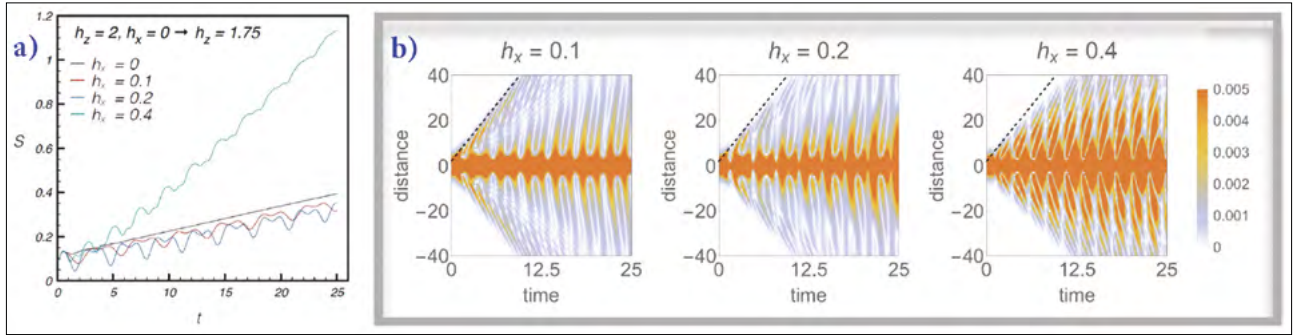
$$\rho_\psi = |\psi\rangle\langle\psi| \quad (2)$$

egy ún. tiszta állapotnak felel meg. Ugyanakkor egy általános sűrűségoperátor alakja a  $|\chi_i\rangle$  sajátvektorai bázisában kifejezve

$$\rho = \sum_i p_i |\chi_i\rangle\langle\chi_i| \quad (3)$$

amiből a Neumann-entrópia az

$$S = -\sum_i p_i \ln p_i \quad (4)$$



1. ábra. A lánc két fele közötti összefonódási entrópia, illetve a (17) korrelációs függvény fejlődése a paramágneses fázisban [7]

formulával számolható. A  $p_i$  értelmezése az, hogy annak a valószínűségét adja meg, hogy a rendszer a  $|\chi_i\rangle$  állapotban van. Ez teljes mértékben megfelel a klasszikus entrópia Gibbs-féle kifejezésének, ahol  $p_i$  az  $i$ -edik klasszikus konfiguráció valószínűsége, és egyben az információelméleti Shannon-féle entrópia kifejezésével is megegyezik.<sup>2</sup> A tiszta állapot entrópiája (2) és (4) alapján zérusnak adódik.

Az (1) egyenletben felírt klasszikus Boltzmann-Gibbs-eloszlás kvantumoz megfelelője

$$\rho_T = \frac{1}{Z} \sum_i e^{-\frac{E_i}{kT}} |\phi_i\rangle\langle\phi_i|, \quad (5)$$

ahol  $|\phi_i\rangle$  a rendszert leíró  $H$  Hamilton-operátor  $E_i$  energiájú sajátállapota:

$$H|\phi_i\rangle = E_i|\phi_i\rangle. \quad (6)$$

A kvantumoz hőmérsékleti egyensúlyt leíró, az (5) egyenletben megadott  $\rho_T$  sűrűségoperátor egy tiszta állapotok kombinációjával előálló ún. kevert állapot. Ekkor viszont az a probléma merül fel, hogy a Schrödinger-egyenlet által leírt időfejlődéssel lehetetlen, hogy egy tiszta állapot kevert állapotba alakuljon át. Úgy tűnik tehát, hogy amennyiben egy zárt kvantumrendszer tiszta állapotból indul, akkor nem érheti el a hőmérsékleti egyensúly állapotát! Sőt, mivel az állapot végig tiszta marad, az entrópia végig zérus értéket vesz fel. Ez persze nem feltétlenül meglepő, hiszen a Schrödinger-egyenlet által leírt időfejlődés teljes mértékben reverzibilis, szemben a második főtétel által leírt irreverzibilitással.

## Összefonódás és entrópia

Bár az előző következtetésünk matematikailag egzakt, valójában nem az általunk eredetileg feltett kérdésre válaszol. A fentiekben ugyanis a rendszer teljes hullámfüggvényét vizsgáltuk, míg a statisztikus fizikában nem arra keressük a választ, hogy mi történik akkor, ha a teljes

<sup>2</sup> Amikor Shannon Neumann-nal konzultált a kommunikációs csatorna kapacitására vonatkozó formulájáról, Neumann ezt mondta neki [4]: „Két okból is entrópiának kell nevezned. Először is azért, mert ez az entrópia képlete a statisztikus mechanikában is. Másodszer pedig, ami még fontosabb: senki sem tudja, mi az entrópia, ezért amikor ezt a kifejezést használod, mindig előnyben leszel!”

állapotot ismertnek tételezzük fel. Ez már klasszikusan is így van: amennyiben egy gázban minden molekula helyzetét és sebességét nyomon követjük, az időfejlődés ott is megfordítható. A hőtani állapotjelzők az ún. makroállapotot jellemzik; a második főtétel ezek szintjén érvényes, statisztikus törvény. Az entrópia pedig azt fejezi ki, hogy egy makroállapotot hány mikroállapot valósít meg, azaz egyfajta információhiányt jellemez: azt számszerűsíti, hogy az állapotjelzők megadásával mennyi részletet veszítünk el a rendszer mikroállapotából.

A zárt kvantumrendszerek esetén ezt úgy lehet elgondolni, hogy a megfigyeléseink a rendszer egy  $A$  részére vonatkoznak, míg a rendszer többi részéről ( $\bar{A}$  részrendszer) nem hordoznak információt. A rendszer egy  $|\psi\rangle$  tiszta állapotát ilyenkor a következő alakban lehet felírni:<sup>3</sup>

$$|\psi\rangle = \sum_i \alpha_i |\chi_i\rangle_A |\lambda_i\rangle_{\bar{A}}, \quad (7)$$

ahol  $|\chi_i\rangle_A$  az  $A$ ,  $|\lambda_i\rangle_{\bar{A}}$  pedig az  $\bar{A}$  részrendszer állapotai. Ebből a kvantumelmélet szabályai alapján az  $A$  részrendszer állapota kiszámítható:<sup>4</sup>

$$\rho_A = \sum_i |\alpha_i|^2 |\chi_i\rangle\langle\chi_i|, \quad (8)$$

ami már általában egy kevert állapot, és az ebből a (4) egyenlettel számolt Neumann-entrópia

$$S_A = -\sum_i |\alpha_i|^2 \ln|\alpha_i|^2 \quad (9)$$

általában már nem zérus. Ez azt jelenti, hogy bár a rendszer az időfejlődés során tiszta állapotban van, egy  $A$  részrendszere már lehet kevert állapotban. Ezzel megnyílik annak a lehetősége, hogy a részrendszer egyensúlyba kerüljön, azaz termalizálódjon.

Fontos észrevétel, hogy a (7) alatt megadott állapotban a két részrendszer állapota összefonódott, azaz nem független egymástól: amennyiben (pl. egy mérés során) az  $A$  részrendszert a  $|\chi_i\rangle_A$  állapotban találjuk, akkor az  $\bar{A}$  részrendszer a  $|\lambda_i\rangle_{\bar{A}}$  állapotban van. A (9) alatti Neumann-entrópia éppen ezt a kvantumoz összefonódást számszerűsíti.<sup>5</sup>

<sup>3</sup> Ezt az ún. Hilbert-Schmidt dekompozíciós tétel garantálja.

<sup>4</sup> A részrendszer sűrűségoperátorát a teljes rendszer állapotából az ún. részleges nyom („partial trace”) műveletével lehet kiszámítani.

<sup>5</sup> A Neumann-entrópiát ezért összefonódási entrópiának is nevezik.

## Kvantumkvencs: egy paradigmatisms protokoll

A kvantumkvencs [5] egy olyan protokoll, ami egyfelől kibillenti a rendszert az egyensúlyból, másfelől pedig rutinszerűen megvalósítható pl. csapdázott ultrahideg atomokkal végzett kísérletekben. A legegyszerűbb esetben a rendszert a  $H_0$  Hamilton-operátor alapállapotában preparáljuk:

$$H_0 |\psi_0\rangle = E_0 |\psi_0\rangle. \quad (10)$$

Ezután a kezdeti ( $t = 0$ ) időpillanatban a rendszer valamilyen paraméterét hirtelen megváltoztatjuk, így egy új  $H$  Hamilton-operátorral fejlődik tovább, amit a kvantumelmélet szerint a következő állapot ír le:

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iHt} |\psi_0\rangle. \quad (11)$$

Vizsgáljuk a problémát az egydimenziós kvantum-Ising-láncon, ami egy egyenes mentén elhelyezkedő kétállapotú spinek (qubitek) kölcsönhatását írja le:

$$H_{\text{Ising}} = -J \sum_j (\sigma_j^x \sigma_{j+1}^x + h_z \sigma_j^z), \quad (12)$$

ahol  $\sigma_j^x$  és  $\sigma_j^z$  a megfelelő Pauli-mátrixokat jelöli. A  $J$  együtthatót pozitívnak választva, az első tag a spinek párhuzamos rendezését preferálja  $x$  irányban, a második tag pedig ez ellen dolgozik. Ha  $h_z < 1$  (ferromágneses fázis), akkor a rendeződés nyer, és a láncnak két degenerált  $|\psi_{\pm}\rangle$  alapállapota van, amelyekben a spontán mágnesezettség (a spin várható értéke) egzaktul kiszámítható [6]:

$$\langle \psi_{\pm} | \sigma_j^x | \psi_{\pm} \rangle = \pm (1 - h_z^2)^{1/8}, \quad (13)$$

míg  $h_z > 1$  esetén (paramágneses fázis) egyetlen alapállapot van, amelyre

$$\langle \psi_0 | \sigma_j^x | \psi_0 \rangle = 0. \quad (14)$$

## Kvantumkvencs a paramágneses tartományban

Először vizsgáljuk meg, mi történik, ha a paramágneses tartományban egy  $h_z > 1$  paraméterhez tartozó alapállapotból indulva, a következő Hamilton-operátorral fejlesztjük tovább a rendszert:

$$H = -J \sum_j (\sigma_j^x \sigma_{j+1}^x + h'_z \sigma_j^z + h'_x \sigma_j^x). \quad (15)$$

Az időben fejlődő

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iHt} |\psi_0\rangle \quad (16)$$

állapotban két mennyiséget is meghatározhatunk:

- A rendszert kétfelé vágva (2. ábra), a lánc két fele ( $A$  és  $\bar{A}$ ) közötti összefonódási entrópia.
- A spin-spin korrelációs függvény:

$$C^{xx}(r, t) = \langle \psi(t) | \sigma_j^x \sigma_{j+r}^x | \psi(t) \rangle - \langle \psi(t) | \sigma_j^x | \psi(t) \rangle \langle \psi(t) | \sigma_{j+r}^x | \psi(t) \rangle. \quad (17)$$

Az általunk kapott eredményeket [7] az 1. ábra mutatja, ahol a bal oldali panel az entrópia időbeli változását jeleníti meg. A kiindulási állapotra a  $h_z = 2$  és a  $h_x = 0$ , míg a kvencs után a  $h'_z = 1,75$  és a  $h'_x = 0, 0,1, 0,2$ , valamint  $0,4$  értékeket választjuk. Érdeemes megfigyelni, hogy kisebb oszcillációktól eltekintve az entrópia időben lineárisan növekvő tendenciát mutat.



2. ábra. a rendszer felosztása az összefonódási entrópia számításához

A korrelációs függvény az 1. ábra jobb oldali paneljén látható. Feltűnő, hogy a korrelációk terjedésének van egy maximális sebessége, amit az ábrán szaggatott vonal jelez. Ennek az analógiájára, ahogy a relativitáselméletben a jelek terjedését a fénysebesség korlátozza, ezt a jelenséget fénykúpterjedésnek hívjuk.

## Kvázirészecskék és fénykúpterjedés

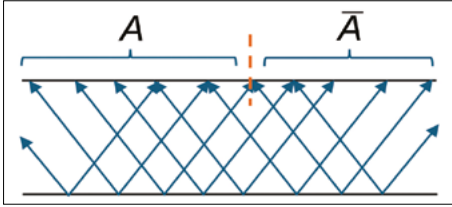
A jelenség magyarázatához vegyük észre, hogy a  $|\psi_0\rangle$  kiinduló állapot a kvencs utáni  $H$  időfejlésztő Hamilton-operátornak nem sajátállapota, ezért nem lehet alapállapota sem, hanem gerjesztett állapot. Mégpedig, mivel mind az állapot, mind pedig a Hamilton-operátor eltolásinvariáns, a gerjesztési energia is homogéne oszlik el a térben, azaz véges energiasűrűségnek felel meg. Ez azt jelenti, hogy ennek az állapotnak az energiája homogén extenzív mennyiség, azaz minden részrendszerben annak a térfogatával arányos energia van, ami a (homogén) termodinamikai állapotok jellemzője.

A (12) és (15) alatt felírt Hamilton-operátorok közös jellemzője, hogy a spin-spin kölcsönhatás rövid távú, ami azt eredményezi, hogy a lánc elemi gerjesztései lokálisan terjedő kvázirészecskék. A paramágneses fázisban a gerjesztések ún. magnonok, amik egy spin átbillentésének felelnek meg. A kvencs által a rendszerbe pumpált energiasűrűség tehát kvázirészecskéket kelt, mégpedig a 3. ábrán látható módon az impulzusegymaradás miatt korrelált, ellentétes impulzusú kvázirészecskékből álló párokban.<sup>6</sup> Ezek utána ellentétes irányban mozogva a rendszer egyre távolabbi részei között hoznak létre korrelációt, ami megmagyarázza, hogy az első ábra jobb paneljén miért látunk egyre nagyobb távolságú spinek között korrelációt. A fénykúpterjedés oka, hogy a lokális kölcsönhatások esetén a gerjesztéseknek van egy maximális terjedési sebessége, amit matematikai tételként Lieb és Robinson igazolt [8]. Ennek eredményeképpen a lánc két fele közti összefonódás időben lineárisan növekvő tendenciát mutat, ami megmagyarázza az entrópia 1. ábrán látható viselkedését [9].

A fentiekben leírt mechanizmus vezet a zárt kvantumrendszerek termalizációjához. Bármilyen véges  $C$

<sup>6</sup> Ez a korreláció teljesen analóg az Einstein–Podolsky–Rosen-paradoxonban megnyilvánuló összefonódással.





3. ábra. A korrelációk fejlődése a kvantumkvencs után, téridődiagramon szemlélítve, ahol az idő függőlegesen alulról felfelé telik. A nyilak a lokálisan keltett, egymással ellentétesen mozgó kvázirészecskékből álló párokat jelzik, az egyszerűség kedvéért mindegyiket ugyanazzal a sebességgel tüntettük fel. Az összefonódást azon párok növelik, amelyeknek egyik tagja az  $A$ , a másik pedig az  $\bar{A}$  tartományba érkezik; ezek száma az idő lineáris függvénye

részrendszert tekintve, az idő előrehaladtával a  $C$  és a rendszer többi része közötti összefonódás révén a  $C$  részrendszer entrópiája kezdetben folyamatosan növekszik. Az előzőekben tárgyalt félvégtelen  $A$  részrendszerrel ellentétben egy véges  $C$  részrendszerben az entrópia értékének véges maximuma van, így egy idő után az entrópia telítésbe megy, eléri maximális értékét, ami az egyensúlyi állapotának felel meg. Végeredményben bármely véges részrendszer eléri az egyensúlyi állapotot, ugyanakkor az ehhez szükséges idő a részrendszer méretével növekszik. Mivel minden fizikai megfigyelésünk valamilyen véges tartományban lévő mennyiségekre vonatkozik, hiába van a teljes rendszer mindvégig tiszta állapotban, egy idő után minden mérés egy  $T$  hőmérsékletű Boltzmann–Gibbs-eloszlásnak megfelelő eredményre vezet.<sup>7</sup>

## A termalizáció akadályai

Nem minden zárt kvantumrendszer termalizálódik; a fentiekben leírt mechanizmus alól több kivétel is adódik. Az elsőt az integrálható kvantumrendszerek jelentik, amelyeknél az egyensúly ugyan létrejön, de az egyensúlyi

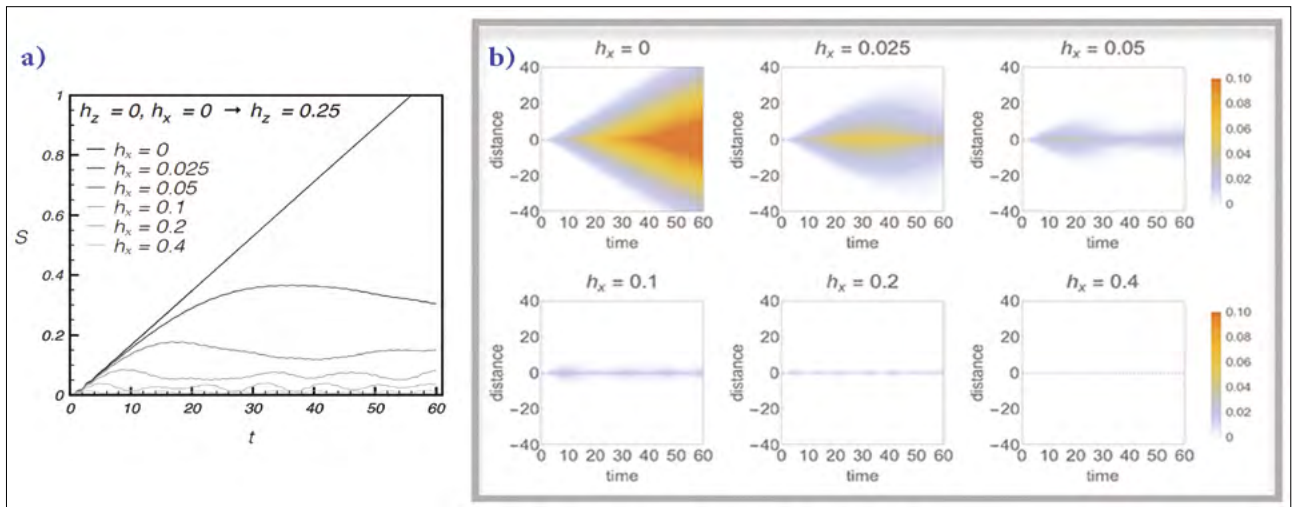
lyi sokaság nem a Boltzmann–Gibbs-eloszlás. Ennek oka, hogy ezen rendszerekben az energia mellett végtelen sok további megmaradó mennyiség is van, így az egyensúlyi eloszlást módosítani kell (általánosított Gibbs-sokaság [10]). Ennek további tanulmányozása során egy nagy hatású tanulmányban kimutattuk [11], hogy a korábban ismert megmaradó mennyiségek nem elegendőek az egyensúly leírásához, ami elvezetett az ún. kvázilokális töltések szerepének felismeréséhez [12].

A másik akadályt a rendezetlenség jelenti: már a klasszikus statisztikus fizikában is ismert, hogy a rendezetlen rendszerek (pl. spinüvegek) anomális viselkedést mutatnak. A kvantumrendszerek esetében a releváns mechanizmus a soktest-lokalizáció [13], ami a szennyezők által okozott Anderson-lokalizáció kiterjesztése kölcsönható sokrészecske-rendszerekre.

## Kvantumkvencs a ferromágneses fázisban: a dinamikai bezárás jelensége

2016-ban egy meglepő új jelenségre bukkantunk: a (15) alatti Hamilton-operátor által leírt Ising-lánc a ferromágneses fázisban ( $h'_z < 1$ ) nem zérus  $h'_x$  mágneses mező mellett nem termalizálódik [7]. A 2. ábrán bemutatott kvencs analógiát a ferromágneses fázisban elvégezve a 4. ábrán látott eredményhez jutunk.

A jelenség magyarázatához fontos észrevenni, hogy a ferromágneses fázisban az elemi kvázirészecske gerjesztéseknek doménfalak felelnek meg, amelyek a különböző spontán mágnesezettségű tartományokat (doméneket) választják el. Ezek a doménfalak a spinek spontán átbillenésével képesek elmozdulni, és így lokalizált részecskeszerű gerjesztésként viselkedni. Amennyiben  $h'_x = 0$ , akkor a kétféle domén energiája azonos, ha azonban  $h'_x > 0$ , akkor a negatívan mágnesezett domén a tér-



4. ábra. A lánc két fele közötti összefonódási entrópia, illetve a (17) spinkorrelációs függvény időfejlődése a ferromágneses fázisban. A kiinduló állapot a  $h_z = h_x = 0$  szerinti teljesen polarizált konfiguráció („minden spin fel”:  $\dots \uparrow \uparrow \uparrow \uparrow \dots$ ), az időfejlődésnél  $h'_z = 0,25$  és  $h'_x = 0, 0,025, 0,05, 0,1, 0,2$  és  $0,4$  (a vessző az ábrákon nem szerepel) [7]

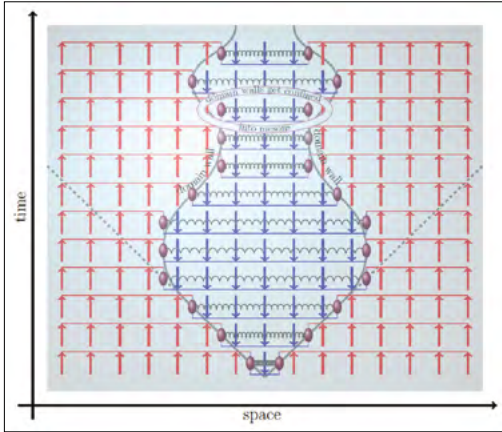
<sup>7</sup> A  $T$  egyensúlyi hőmérséklet a kvencs által létrehozott energiasűrűségből kiszámolható, mivel ennek meg kell egyeznie a Boltzmann–Gibbs-eloszlásból adódó értékkel.

fogatával arányosan magasabb energiájú az azonos térfogatú pozitívan mágnesezett doménnél. Ez a doménfalak

között egy, a köztük lévő  $d$  távolsággal arányos lineáris potenciális energiát jelent:

$$V(d) = 2h'_x(1 - h'_z)^{1/8} d, \quad (18)$$

ami ahhoz vezet, hogy a doménfalak szabad mozgása megszűnik (bezáródnak), ahogy ezt az 5. ábra szemlélteti. Ezzel megszűnik a korrelációk és az összefonódás terjedése a rendszerben, ami megmagyarázza a 4. ábrán látható viselkedést.



5. ábra. A doménfalak bezáródása a ferromágneses fázisban. Piros színű a  $h'_x$  jelenlétében kedvező, kékké a kedvezőtlen energiájú domén látható. Az ábrán a  $t = 0$  időpillanatban keletkező doménfalak mozgását követhetjük, ami  $h'_x = 0$  mellett a szaggatott vonallal jelzett pályákon történne, a kettő között fellépő (rugókkal szemléltetett) lineáris potenciál azonban megakadályozza terjedésüket, és egyhelyben maradó kötött állapotba zárja be őket [7]

Ez a *dinamikai bezárás* egy teljesen újszerű módja a termalizáció elkerülésének, és ennek megfelelően eredményeink [7] nagy érdeklődést váltottak ki. Ezt tovább fokozta, hogy a jelenség nagy mértékben analóg az erős kölcsönhatás okozta kvarkbezárással. A spinláncmodellben a doménfalak felelnek meg a kvarkoknak, míg a bezáró potenciál által létrehozott kötött állapotok a mezonoknak, amiket egy kvark és egy antikvark alkot.

Az analógia az erős kölcsönhatással még tovább erősíthető, amennyiben a spinek nem kettő, hanem három állapotot vehetnek fel, ez az ún. háromállapotú Pottsmodell [14]. Ebben az esetben a bezárás a mezonok mellett a barionokkal analóg gerjesztéseket is eredményez, valamint a kvencs utáni viselkedésre is jóval változatosabb lehetőségek merülnek fel.

## További fejlemények

Eredményeink rámutatnak, hogy egydimenziós kvantumrendszerekben a bezárás megakadályozza a termalizációt; ezt azóta kísérletileg is sikerült kimutatni [15]. Az eltelt időben a termalizációt gátló további, hasonló jellegű mechanizmusokat is találtak („kvantumsebhelyek” [16], Hilbert-tér-fragmentáció [17]).

Egy másik érdekes eset, ha a kvencs utáni  $h'_x$  mágneses tér ellentétes irányú a kiinduló állapot spontán mágneszettségével. A részecskefizikában ez az ún. vákuumbomlásnak felel meg [18], ami a Higgs-bozon felfedezése

nyomán újra az érdeklődés homlokterébe került [19]. Ebben az esetben a keletkező doménfalpárok közti (18) erő taszító jellegű, így ebben az esetben kötött állapotokat nem várunk. Meglepő módon a doménfalak ilyenkor is lokalizálódnak, amit a bezárástól eltérő mechanizmus, az ún. Bloch-oszcillációt kísérő Wannier–Stark-lokalizáció okoz, és kimondottan a rendszerben jelenlévő periodikus rácsszerkezet eredménye. Ennek következtében a spinláncokon a vákuumbomláskor keletkező buborékok nem tágnak [20], szemben azzal, ami a részecskefizika kvantumtérelméleteiben történik [18]. Ezek az eredmények fontosnak bizonyulhatnak, amikor a vákuumbomlást kvantumszimulátorokban tanulmányozzák.

## Irodalom

1. Neumann J. (1980): A kvantummechanika matematikai alapjai. Akadémiai Kiadó, Budapest.
2. E. Joos, H. D. Zeh: (1985) The emergence of classical properties through interaction with the environment. *Z. Physik B – Condensed Matter*, 59, 223–243.
3. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1997/>
4. E. C. McIrvine, M. Tribus (1971): Energy and information. *Scientific American*, 225, 179–190.
5. P. Calabrese, J. Cardy (2007): Quantum quenches in extended systems. *J. Stat. Mech.*, P06008.
6. P. Pfeuty (1970): The one-dimensional Ising model with a transverse field. *Annals Phys.*, 57, 79–90.
7. M. Kormos, M. Collura, G. Takács, P. Calabrese (2017): Real-time confinement following a quantum quench to a non-integrable model. *Nature Phys.*, 13, 246–249.
8. E. H. Lieb, D. W. Robinson (1972): The finite group velocity of quantum spin systems. *Comm. Math. Phys.*, 28, 251–257.
9. P. Calabrese, J. Cardy (2005): Evolution of entanglement entropy in one dimensional systems. *J. Stat. Mech.*, P04010.
10. M. Rigol, V. Dunjko, V. Yurovsky, M. Olshanii (2007): Relaxation in a completely integrable many-body quantum system: An ab initio study of the dynamics of the highly excited states of 1D lattice hard-core bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 98, 050405.
11. B. Pozsgay, M. Mestyán, M. A. Werner, M. Kormos, G. Zaránd, G. Takács (2014): Correlations after quantum quenches in the XXZ spin chain: Failure of the generalized Gibbs ensemble. *Phys. Rev. Lett.*, 113, 117203.
12. E. Ilievski, J. De Nardis, B. Wouters, J.-S. Caux, F.H.L. Essler, T. Prosen (2015): Complete generalized Gibbs ensembles in an interacting theory. *Phys. Rev. Lett.*, 115, 157201.
13. R. Nandkishore, D. A. Huse (2015): Many-body localization and thermalization in quantum statistical mechanics. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 6, 15–38.
14. O. Pomponio, A. Krasznai, G. Takács: Confinement and false vacuum decay on the Potts quantum spin chain. arXiv:2410.03382 [cond-mat.stat-mech] <https://doi.org/10.48550/arXiv.2410.03382>
15. W. L. Tan, P. Becker, F. Liu, G. Pagano, K. S. Collins, A. De, L. Feng, H. B. Kaplan, A. Kyprianidis, R. Lundgren, W. Morong, S. Whitsitt, A. V. Gorshkov, C. Monroe (2021): Domain-wall confinement and dynamics in a quantum simulator. *Nature Phys.*, 17, 742–747.
16. C. J. Turner, A. A. Michailidis, D. A. Abanin, M. Serbyn, Z. Papić (2018): Weak ergodicity breaking from quantum many-body scars. *Nature Phys.*, 14, 745–749.
17. P. Sala, T. Rakovszky, R. Verresen, M. Knap, F. Pollmann (2020): Ergodicity-breaking arising from Hilbert space fragmentation in dipole-conserving Hamiltonians. *Phys. Rev.*, X10, 011047.
18. S. Coleman (1977): Fate of the false vacuum: Semiclassical theory. *Phys. Rev.*, D15, 2929.
19. J. Elias-Miro, J. R. Espinosa, G. F. Giudice, G. Isidori, A. Riotto, A. Strumia (2012): Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum. *Phys. Lett.*, B709, 222–228.
20. O. Pomponio, M. A. Werner, G. Zaránd, G. Takács (2022): Bloch oscillations and the lack of the decay of the false vacuum in a one-dimensional quantum spin chain. *Sci. Post Phys.*, 12, 061.



# A SPINTRONIKA: BEVEZETÉS ÉS ALKALMAZÁSOK

Simon Ferenc<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>BME, Természettudományi Kar, Fizika Tanszék, Budapest

<sup>2</sup>HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

E-mail: simon.ferenc@ttk.bme.hu

## 1. Bevezetés

A *spintronika* – más nevén spin-elektronika – lényege, hogy az elektron saját perdületét, azaz spinjét is felhasználó áramköröket hozunk létre. A hagyományos *elektronika* csak az elektronok áramát (tehát lényegében a darabszámát) és feszültségszintjeit (lényegében energiaszintjeit) használja fel. Egy hagyományos (elektronikai) áramkör több feladatot is elláthat, pl. viselkedhet logikai kapuként, információtároló eszközként vagy akár erősítőként. Ezen funkcionalitások közös alapja, hogy az eszközön átfolyó áram nagyságát valahogyan vezérelni tudjuk. A legalapvetőbb elektronikai eszköz, amely ezt megvalósíthatja, a jól ismert tranzisztor. A cikkben bemutatjuk a spintronikai eszközök működésének megértéséhez szükséges alapjelenségeket.

A spintronika élesen elválik a spint is felhasználó kvantumtechnológiai alkalmazásoktól. A spintronika bár relativisztikus és kvantummechanikai hatásokon alapul, sokkal inkább hasonlít a hagyományos elektronikára, mivel legtöbbször spinsokaságok kollektív viselkedésén alapul, nem pedig egyedi elektronok kvantumállapotain. Maga a spintronika szó kezdetben „magnoelektronika” néven volt ismert [8], később kapta a ma ismert nevét az elektronika mintájára Stuart A. Wolf, David Awschalom és munkatársaik [15] nyomán.

## 2. Történelmi háttér

Az elektronok spinje – hasonlóan a töltésükhöz, vagy tömegükhöz – egy alapvető kvantumtulajdonság, amelynek mély megértése és leírása (azaz, hogy a feles spin szükségszerű összetevője az anyagot alkotó részecskének, fermionoknak) túlmutat ezen cikk keretein. A spin létezésére utaló első nyomok (amelyeket később értettek meg) tulajdonképpen már a periódusos rendszer 1869-es felfedezését követően élénk tárulnak: nevezetesen az elemek alhéjainak száma, azok betölthetősége, pl. a kémiai-lag egymáshoz közeli alkálifémek és alkáliföldfémek létezése is utal a spin-kvantumszámra.



*Simon Ferenc* a BME TTK egyetemi tanára. Érdeklődési területei: szilárdtest-spektroszkópia, spintronika, félvezetőfizika és a fizika népszerűsítése. Legfontosabb eredményei: az itineráns elektronok mágnesesrezonancia-jelének felfedezése új fémekben, a spin-relaxáció egyesített elméletének kidolgozása, spinnel nyomjelzett szén-nanocsövek előállítására és triplétt optikai állapotok felfedezése nanocsövekben.

Az, hogy az atomi mágnességhez tartozik egy perdület, az Einstein–de Haas-kísérletből (1915) vált egyértelművé. Ebben egy kezdetben mágnesezetlen vasrudat egy külső tekercs segítségével felmágneseznek, és a rúd elfordul egy adott irányba, amelyet torziós szárra szerelt tükrök és fény segítségével tudtak detektálni és precízen mérni. A kísérlet magyarázata, hogy amennyiben a rúd makroszkopikus mágnesezettséggel rendelkezik, a mágnességet adó elemi mágneses dipólusmomentumok is egy irányba fognak állni. Az, hogy eközben a rúd elfordul, arra utal, hogy a mágnességet perdület kíséri. Ez önmagában nem meglepő, mert egy körpályán mozgó töltött részecske tud mágneses teret kelteni (ez a klasszikus kép az atomi mágnesség magyarázatára) és természetesen a körpályán való mozgáshoz perdület is tartozik. 1915-ben az még nem volt nyilvánvaló, hogy a kísérlet éppen a sajátperdületre mutat kísérleti bizonyítékot, mivel akkor még nem tudhatták, hogy a vasban éppenséggel az elektronok spinjéből és nem a pályamozgásukból származik a mágnesség.

Az elektron spinjének megértésében fontos további lépés a Stern–Gerlach-kísérlet, amikor is ezüstatomok (párosítatlan 5s elektronnal a külső héjon) eltérülését vizsgálták inhomogén mágneses térben egy atominyaláb-kísérletben. A klasszikus várakozás az, hogy az ezüstatomok egy ernyőre folytonos foltban csapódnak be; ezzel szemben az a meglepő eredmény adódott, hogy két folt képződött, ami arra utalt, hogy az ezüstatomok mágnessége a külső térhez képest annak nagyságától függetlenül mindig két irányt vehet fel.

1925-ben javasolta Wolfgang Pauli a róla elnevezett elvet, amikor a periódusos rendszerben megfigyelt megkettződésre keresett megmagyarázatot. Ekkor posztulálta, hogy az elektron rendelkezik egy „klasszikusan nem magyarázható kétértékűséggel” (*klassisch nicht beschreibbare Art von Zweideutigkeit* – idézet a [6] hivatkozás 2. kötet, 213. oldaláról). Ezzel párhuzamosan, tőle függetlenül ugyancsak 1925-ben javasolta Samuel Goudsmit és George Uhlenbeck a Stern–Gerlach-kísérlet és az atomok szinképének mágneses térben történő felhasadása magyarázatára, hogy az elektron rendelkezzen sajátperdülettel, amihez mágneses dipólusmomentum csatolódik. Érdekesképpen megjegyezzük, hogy Pauli már ezen a ponton is élesen elutasított a javasolt sajátperdületre bármilyen klasszikus értelmezést, azaz, hogy az elektron saját tengely körüli pörgése lenne ennek az oka. Éppen ezért a spin elnevezést sem tartotta szerencsésnek, azonban ez teljesen meghonosodott. Pauli a róla elnevezett egyenletben az elektron elektromágneses kölcsönhatásának leírására *ad hoc* módon építette be a sajátperdülethez tartozó

mágneses momentumot, ezzel kiegészítve a Schrödinger-egyenletet.

Az elektronspin története akkor „ért révbé”, amikor Dirac 1928-ban elkészítette a Schrödinger-hullámgyenlet relativisztikus kiterjesztését, pusztán azzal az elvárással, hogy az legyen invariáns a Lorentz-transzformációval szemben. Ebből mintegy melléktermékként kiderült, hogy az elektron rendelkezik saját perdülettel (angolul *intrinsic angular momentum*), amelynek értéke  $S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$ , azonban egy tetszőlegesen felvett irányra (pl.  $z$  tengely) eső vetületének nagysága mindig  $S_z = \pm(\hbar/2)$ . A spin felfedezésének történetéről a [13] hivatkozásban olvashatunk részletesebben.

### 3. A spin szerepe a szilárdtestekben és az óriás mágneses ellenállás

A mágneses kölcsönhatást nem mutató szilárdtestekben a spin szabadsági fokra úgy gondolhatunk, mint egy ket-tős betöltést jellemző degenerációs paraméterre, ami egy kettős faktorként megjelenik a mérhető mennyiségekben, pl. a vezetőképességben, az elektronok fajhőjében vagy a mágneses szuszceptibilitásában. Az utóbbi paramétert megvizsgálva, azt figyelhetjük meg, hogy igen nagy mágneses térben tudjuk csak érdemben eltolni a fel és le mutató spinek energiaszintjeit. Tipikusan egy nagy számú 10 T-s mágneses tér is csak mintegy 1 meV-tal tolja el ezek energiáját, ami sokkal kisebb, mint a fémekben tipikus néhány elektronvoltos energiaskála.

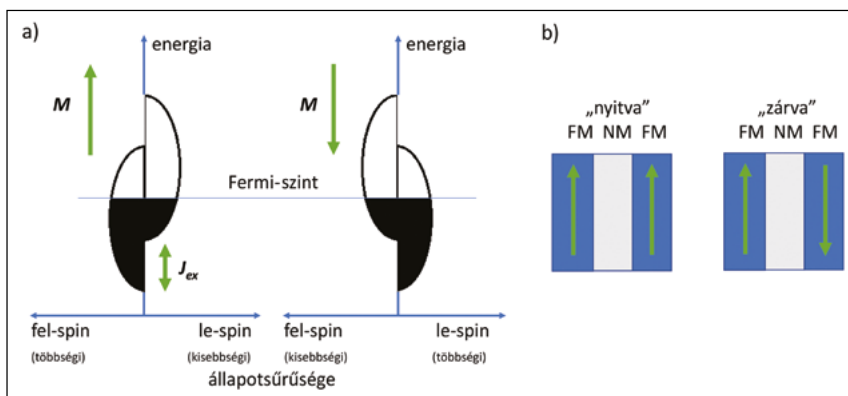
Azonban a ferromágneses fémekre az igen nagy (akár elektronvoltos nagyságrendű) kicserélődési kölcsönhatás a jellemző. Emiatt az anyagban megkülönböztetünk többségi és kisebbségi (angolul *majority*, illetve *minority*) spiniránnyal rendelkező elektronokat. A többségi spinű elektronok olyanok, hogy a mágneses momentumuk párhuzamos az anyagban preferált mágnesezettségi iránnyal, míg a kisebbségi spinű elektronok mágneses momentuma ezzel éppen ellentétes. A kicsit körülményes szóhasználatot az indokolja, hogy az elektronokra

mint negatívan töltött részecskékre a spin és mágneses momentum iránya éppen ellentétes.

Az 1. ábrán mutatjuk sematikusán, hogy ilyenkor a többségi és kisebbségi spinű elektronok energiaszintjei hogyan tolnak el egymáshoz képest. A [14] hivatkozás mutat egy konkrét esetet a kobalt energiaszerkezetére és állapotosűrűségére. Az ábra szerint a többségi spinirányú elektronok energiaszintje lefelé tolik, míg a kisebbségié felfelé. A konkrét esetben, az átmenetifémekre (Fe, Co, Ni) ennek az a következménye, hogy a többségi spinirányú elektronokra a Fermi-szint az  $sp$  állapotokból álló hibrid sávba esik, míg a kisebbségié a nagyobb állapotosűrűségű,  $spd$  hibridekből származó sávokba. A kisebbségi spinű elektronokra a nagyobb állapotosűrűség és a  $d$  pályákhoz történő csatolás miatt lerövidül az impulzusrelaxációs élettartam. Ennek pedig az a következménye, hogy az eszköz megfelelő elektródája a kisebbségi spinű elektronok számára nagyobb ellenállásúként fog viselkedni, ezért az eszköz ellenállása nagymértékben függeni fog a két elektróda mágnesezettségének egymáshoz képesti irányától.

A spinszelepen alapuló ún. óriás mágneses ellenállás (GMR, *giant magnetoresistance*) jelenségét 1998-ban fedezte fel egymástól függetlenül Albert Fert és Peter Grünberg [1, 2], amiért a 2007-es fizikai Nobel-díjat megosztva kapták. A jelenséget elsősorban gyenge mágneses terek mérésére használják, pl. merevlemezekben tárolt adat kiolvasására. Ezekben az egyik ferromágneses réteg mágnesezettségének irányát fixálják, és a másik réteg mágnesezettsége tud szabadon, a külső tér irányába elfordulni.

A spinszelepen a közbülső, nem mágneses rétegnek fontos szerepe van: egyfelől ez választja el a két ferromágneses réteget, ami lehetőséget ad ezek egymástól izoláltan történő elfordítására, ezáltal a külső mágneses tér detektálható. Másfelől ez ad lehetőséget a rétegek közötti kontaktusellenállás beállítására – egyébként határrétegi reflexiók is felléphetnek. Harmadrészt pedig ebben a rétegben is mód van a spinirányok további manipulálására, hasonlóan egy három porttal rendelkező tranzistorhoz. Ez a koncepciója az úgynevezett Datta–Das-spintranzisztornak, amelynek a gyakorlati megvalósítása még várta magára [3]. Végül, a középső réteg vastagságával azt is be lehet állítani, hogy az átjutó elektronok diffúzívan jussanak át, vagy pedig alagúteffekttel. Ez utóbbi eszközt nevezik TMR-spinszeleppnek (TMR, *tunnel magnetoresistance*). Spintronikai eszközöket javasoltak még adattárolásra is; az ún. MRAM (tetszőleges hozzáférésű mágneses memória) koncepciójában a memória az eszközök kikapcsolását követően sem veszne el. Egyelőre MRAM-prototípusok léteznek, de az eszközök még nem terjedtek el széles körben.



1. ábra. A vezetési elektronok energiasűrűsége ferromágneses fémekben a két spinirányra a mágnesezettségi irányához képest (a). A spinszelep eszközben a ferromágneses elektródák elrendezése a nyitott és zárt szelepek esetén (b). FM, illetve NM jelöli a ferro- illetve nem mágneses rétegeket. Az ábra a [14] forrás alapján készült

A fentiekből jól látható, hogy a spintronikai eszközök egyik alapvető eleme a nem mágneses réteg, és az eszközök viselkedése szempontjából döntő, hogy ebben a spinek iránya hogyan változik meg; ezért a következőkben ezzel, az ún. spinrelaxáció jelenségével foglalkozunk.

A spintronikai eszközökkel szemben általában az a várakozás, hogy sokkal kisebb energiaigénnyel, kisebb méretben tudják ugyanazt a funkcionalitást ellátni, mint az elektronikus eszköz párjaik. Ennek oka, hogy a hagyományos elektronikus eszközökben az elektronok árama (lényegében impulzusa) hordozza az információt. Az elektronok töltésük révén a Coulomb-kölcsönhatásban vesznek részt, ezzel szemben a spinjükre csak a relativisztikus spin-pálya kölcsönhatás hat, aminek egy kváziklasszikus levezetését adjuk meg itt.

Tekintsünk egy  $E(\mathbf{r})$  elektromos térben  $v$  sebességgel mozgó elektront, miközben külső mágneses tér nincs jelen. A részecske nyugalmi koordináta-rendszerében a Lorentz-transzformáció miatt a részecske mágneses teret érzékel, amelynek nagysága:

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{c^2}(\mathbf{v} \times \mathbf{E}). \quad (1)$$

Az elektron  $\mu = -g\mu_B \mathbf{S}/\hbar$  nagyságú mágneses momentumához (ahol  $g \approx 2,0023$  az elektron  $g$ -faktora\*,  $\mu_B$  a Bohr-magneton és  $\mathbf{S} = \pm(\hbar/2)$ ) tartozó mágneses energia kifejezése:  $H_m = -\mu \cdot \mathbf{B}$ . Tekintsük azt az esetet, amikor az elektromos teret egy centrális (pl. atomi) potenciál hozza létre, azaz  $\mathbf{E} = -\nabla V(r)$ . Ekkor a vektorszorzat átírható:

$$\mathbf{v} \times \mathbf{E} = \frac{1}{m} \nabla V(r) \times \mathbf{p} = \frac{1}{m} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \mathbf{L}, \quad (2)$$

ahol felhasználtuk a perdület kifejezését:  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ . A teljes energia kifejezésére pedig ebben az esetben ez adódik:

$$H_m = -\frac{g\mu_B}{\hbar mc^2 r} \frac{dV}{dr} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}. \quad (3)$$

Itt megjegyezzük, hogy ez a kváziklasszikus levezetés nem ad számot egy extra 2-es faktorról a fenti kifejezés nevezőjében, ami a helyes relativisztikus számolás következménye.

Az itt megjelenő  $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$  szorzat miatt kapta ez az energiakifejezés a spin-pálya energia (vagy spin-pálya kölcsönhatás) nevet történeti okokból. Azonban ebben a levezetésben kihasználtuk, hogy az elektromos teret létrehozó potenciál centrális, emiatt lett a pályaperdület egy jó kvantumszám. Azonban spin-pálya kölcsönhatást bármilyen elektromos tér létrehozhat, például a kétdimenziós heterorétegekre adott kapufeszültség hozza létre az úgynevezett Bychkov-Rashba spin-pálya kölcsönhatást, vagy a GaAs típusú, III-V vagy II-VI fél-

\* A Dirac-egyenlet pontosan  $g = 2$  értéket jósol meg, az ettől való eltérés kvantumelektrodinamikai korrekciók eredménye,  $\alpha/\pi \approx 0,0023$ , ahol  $\alpha$  a finomszerkezeti állandó.

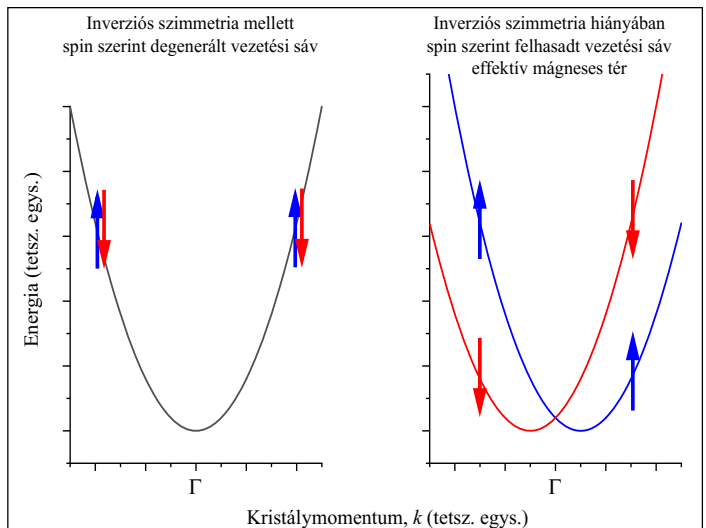
vezetőkben a két ion különböző töltése hoz létre egy beépített elektromos teret, az utóbbi hatása a Dresselhaus spin-pálya kölcsönhatás. Az atomi potenciálból származó spin-pálya kölcsönhatást nevezzük atomi vagy *intrinsic* spin-pálya kölcsönhatásnak is.

Mindenesetre a fenti energiakifejezésen látszik, hogy egyfelől relativisztikus, másfelől pedig a potenciál deriváltja jelenik meg benne, ami könnyű atomokra kisebb, mint maga a potenciál erőssége megfelelő egységekben, ezért a spin állapotát befolyásoló energiatagok sokkal kisebbek, mint az elektron impulzusára ható kölcsönhatás. Kivételek természetesen akadnak, tipikusan a nehezebb elemekből álló anyagok esetén lehetséges, hogy a derivált nagyobbá válik, mint a Coulomb-kölcsönhatás (a megfelelő hosszskalák figyelembevételével). Ekkor a spin-pálya kölcsönhatás olyan erőssé válik, hogy az elektronok energiaszintjeinek kialakításában is ez dominál.

### 3.1. A spinrelaxáció

A spinrelaxáció azt a folyamatot jelenti, amely során egy nem egyensúlyi spinpopuláció különböző szórásmechanizmusokon keresztül visszatér az egyensúlyi állapotba, egy  $\tau_{\text{spin}}$  karakterisztikus idővel. Zérus mágneses tér mellett ez az azonos számú fel- és le irányba álló spint jelöli, véges mágneses térben pedig a spinekhez tartozó Boltzmann-egyensúlyi állapotot. Több spinrelaxációs mechanizmus ismert, amelyek az anyagtól, a hőmérséklettől és a külső hatásoktól (például a mágneses vagy elektromos tértől) függenek. Ezek közül itt a két legfontosabbat mutatjuk be. Mindkettőre igaz, hogy a spin-pálya kölcsönhatáson keresztül fejtik ki a hatásukat.

Mint a legtöbb fizikai jelenségnél, a spinrelaxáció esetén is alapvető fontossága van a szimmetriának. Kramers tétele alapján, amennyiben egy rendszer rendelkezik



2. ábra. A spin szerinti energiadiszperzió szilárdtestekben egydimenziós esetben, amennyiben inverziós szimmetria van jelen, illetve ez sérül. Az inverziós szimmetria hiányában a fel és le spinű állapotokra továbbra is érvényes Kramers tétele, tehát a  $\Gamma$ , zónaközepi pontra tükrözve a diszperzió a spinirány felcserélése mellett szimmetrikus



időtükrozési szimmetriával (ez zérus mágneses térben egy nem mágneses rendszerre teljesül), úgy a  $|k, s\rangle$  kvantumállapotokra (itt  $k$  jelöli a szilárdtestbeni kristályimpulzust és  $s$  a spinállapotot) teljesül, hogy az antiszimmetrikus impulzuszórási párok energiája degenerált, azaz  $E|k, \uparrow\rangle = E|k, \downarrow\rangle$ . Amennyiben a kristály rendelkezik inverziós szimmetriával (azaz létezik legalább egy pontja, amire nézve az inverzió művelete a kristályt önmagába viszi át), úgy az azonos  $k$ -val rendelkező állapotok a spin szerint degeneráltak:  $E|k, \uparrow\rangle = E|k, \downarrow\rangle$ . Ezt a szituációt mutatja be a 2. ábra. Aszerint, hogy az inverzió jelen van-e vagy sem, dominál két különböző spinrelaxációs mechanizmus.

Az Elliott–Yafet-féle spinrelaxációs mechanizmus az inverzióval rendelkező anyagokban dominál (a legtöbb elemi fém ilyen). Ekkor a spin-pálya kölcsönhatás legfontosabb hatása, hogy a fémekben lévő, spin szerint degenerált energiaállapotokat összekeveri. A fenti jelölést megtartva, egy adott  $k$  állapothoz tartozó  $|k, \uparrow\rangle, |k, \downarrow\rangle$  bázisból kapjuk a spin-pálya kölcsönhatás sajátállapotait első rendben (felhasználva a Kramers-tételből adódó szimmetriaszabályokat az együtthatókban):

$$|\widetilde{k, \uparrow}\rangle = a_k |k, \uparrow\rangle + b_k |k, \downarrow\rangle, \quad (4)$$

$$|\widetilde{k, \downarrow}\rangle = a_{-k}^* |k, \downarrow\rangle - b_{-k}^* |k, \uparrow\rangle, \quad (5)$$

ahol a  $b_k/a_k$  abszolút értékének nagysága jellemzi a spin-pálya kölcsönhatás erősségét, de ez általában egy egynél jóval kisebb paraméter, amit jelölünk a továbbiakban  $\varepsilon$ -nal.

Mivel az állapotok a spin szerint keverték, kiderül, hogy egy hagyományos impulzuszórási is létrehozhatja a spinek átfordulását. Jelöljük a  $k$ -ból  $k'$  állapotba történő impulzuszórási rátát  $W_{k \rightarrow k'}$ -val, az ezt kísérő esetleges spinszórási rátát pedig  $W_{k, \uparrow \rightarrow k', \downarrow}$ -val! Ekkor a két kifejezés között ez a kapcsolat adódik a keveredés miatt:

$$W_{k, \uparrow \rightarrow k', \downarrow} = \varepsilon^2 W_{k \rightarrow k'}. \quad (6)$$

Ennek jelentése, hogy az impulzuszórási rátával lesz arányos a spinek átfordulási rátája is, azonban ez sokkal ritkábban fog bekövetkezni. Egyben az impulzuszórási relaxációs idő,  $\tau$  és a spinrelaxációs idő,  $\tau_{\text{spin}}$  is arányos egymással:  $\tau_{\text{spin}} = \tau/\varepsilon^2$ , azaz a spinrelaxációs idő sokkal hosszabb lehet, mint az impulzusrelaxációs idő.

A másik igen fontos, inverziós szimmetriával nem rendelkező anyagokban – pl. III-V vagy II-VI félvezetőkben (erre példa a GaAs, illetve a ZnO) – jellemző mechanizmus a D'yakonov–Perel'-féle (DP) relaxációs folyamat. Ilyenkor az inverzió híján az adott  $k$  állapothoz tartozó spinek degenerációja megszűnik. Emiatt az adott spinekre vonatkozó energiadiszperzió úgy viselkedik, mintha ezt a felhasadást egy effektív mágneses tér hozná létre ( $\mathbf{B}(\mathbf{k})$ ), ezt a szituációt is mutatjuk a 2. ábrán. Ez az effektív mágneses tér a diszperzió  $k$ -függése miatt maga is  $k$ -függő (a nagysága és az iránya is). Az effektív mágneses tér körül a spinek iránya Larmor-precessziót

végez, ennek körfrekvenciáját jelöljük  $\Omega(\mathbf{k})$ -val! Ekkor fennáll a  $\Omega(\mathbf{k}) = (g\mu_B/\hbar)\mathbf{B}(\mathbf{k})$  összefüggés. Ennek az a következménye, hogy egy kezdetben spinpolarizált elektronsokaság – amelyhez mind különböző  $k$  értékek tartoznak – közös iránya idővel megszűnik. Azonban az elektronok impulzusrelaxációja miatt mindegyik egy új véletlen  $k$  állapotba kerül, így a precesszió újraindul. A pontos leírás is levezethető, és kiderül, hogy amennyiben fennáll az ún. mozgási keskenyedés feltétele, azaz az átlagos Larmor-frekvenciára teljesül, hogy  $\langle \Omega \rangle \tau \ll 1$ , akkor az adódik, hogy  $1/\tau_{\text{spin}} = \langle \Omega^2 \rangle \tau$ . A D'yakonov–Perel'-folyamatra tehát pont fordított összefüggés adódik a két relaxációs idő között, mint az Elliott–Yafet-mechanizmus esetén.

Természetesen van olyan eset is, amikor mindkét folyamat egyszerre jelen van, de a legtöbbször az egyik dominanciája figyelhető meg. Az Elliott–Yafet-mechanizmust először az 50-es években írták le, a D'yakonov–Perel'-folyamatot pedig a 70-es években. A szakirodalom ezeket nagyon sokáig teljesen diszjunkt folyamatoknak tekintette, mind a fizikai realizáció, mind pedig a matematikai leírásuk alapján. Azonban 2017-es közleményünkben megmutattuk [10], hogy a két mechanizmus közös formalizmussal, egy szemléletes operátortranszformáció segítségével tárgyalható.

### 3.2. A spindiffúzió jelensége

Szilárdtestekben a vezetési elektronok viselkedésére egy igen jó leírást ad az ún. kváziklasszikus közelítés. Eszerint az elektronok impulzusa  $\tau$  relaxációs időnként megváltozik. Az elektronokra tehát úgy gondolhatunk mintha véletlen bolyongást végeznének  $\tau$  időnként ütközve, miközben a spinállapotuk  $\tau_{\text{spin}} \gg \tau$  ideig fennmarad. Ebben az esetben az elektronok spinpolarizációjának vagy  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  spinmágnesezettségének hely- és időfüggésére egy diffúziót leíró parciális differenciálegyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = D \nabla^2 \mathbf{M} - \frac{\mathbf{M}}{\tau_{\text{spin}}}. \quad (7)$$

Itt  $D$  jelöli a diffúziós állandót, amiről feltettük, homogén és izotrop (egyébként  $\nabla(D\nabla\mathbf{M})$ -et kellene használnunk, anizotrop esetben pedig diffúziós tenzonnal kell dolgoznunk). Mivel a diffúziós egyenlethez képest a (7) egyenlet tartalmaz egy relaxációs tagot is, szokás ezt diffúziós-relaxációs egyenletnek is nevezni. A szabadúthossz-közelítésben a diffúziós állandóra  $D = (1/d)\bar{v}\bar{\ell}$  adódik, ahol  $d$  értéke 3, ha a vizsgált objektum háromdimenziós, és értéke 2, amennyiben ez egy- vagy kétdimenziós. Szilárdtestekben a vezetési elektronokra  $D = (1/d)v_F^2\tau$  kapunk, ahol  $v_F$  a Fermi-sebesség.

A parciális differenciálegyenlet megoldását két esetben vizsgáljuk meg. Az első esetben a  $t = 0$  időpillanatban kezdeti perturbációként az origóra egy Dirac-delta függvényt helyezünk le:  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, 0) = \mathbf{M}_0\delta(\mathbf{r})$ . Ekkor (7) megoldása három dimenzióban:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{M}_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{|\mathbf{r}|^2}{4Dt}\right\} \exp\left\{-\frac{t}{\tau_{\text{spin}}}\right\}. \quad (8)$$

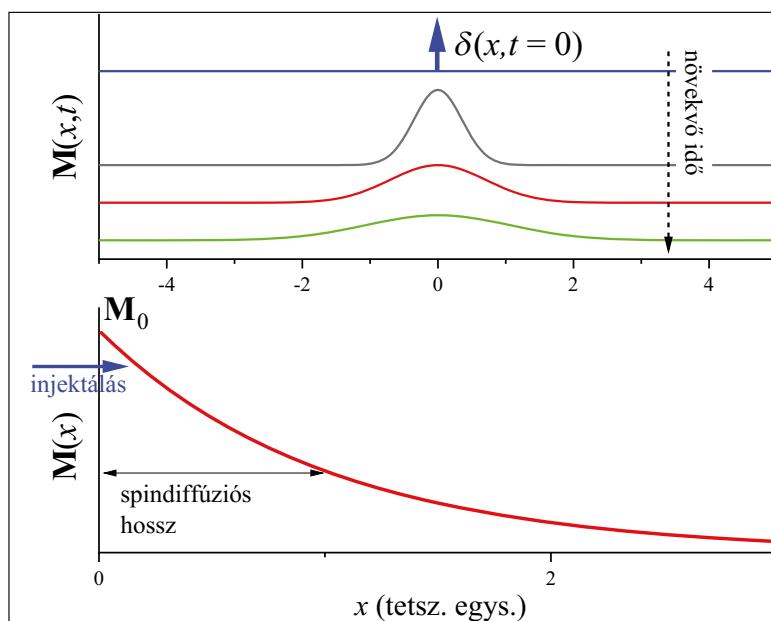
A kezdeti perturbáció szélessége tehát időben  $\langle |\mathbf{r}|^2 \rangle = 2Dt$  ütemben növekszik (itt  $\langle \cdot \rangle$  a várható értéket jelöli). Jól látható, hogy a relaxációs tag nélkül csak az időben kiszélesedő megoldást kapnánk. Ezen a ponton célszerű bevezetni a spindiffúziós hosszt (ez nem a szabad úthossz!), azaz azt a távolságot, ameddig a spinekből adódó mágnesezettség a spinrelaxáció egységnyi ideje alatt diffúzióval eljut:  $\delta_{\text{spin}} = [D\tau_{\text{spin}}]^{1/2}$ .

A másik vizsgált esetben az időfüggetlen megoldást keressük az egyszerűség kedvéért egy dimenzióban, véges mágnesezettség-injekció mellett, azaz  $\mathbf{M}(x=0) = \mathbf{M}_0$ . Ekkor az

$$M(x) = M_0 \exp\{-x/\delta_{\text{spin}}\} \quad (9)$$

megoldás adódik. Mindkét esetben tehát azt kapjuk, hogy a spindiffúziós hossz lesz a releváns fizikai mennyiség. Érdekességképpen megjegyezzük, hogy a félvezetőkbe (külső árammal vagy fotoindukált módon) bevitt nem egyensúlyi töltéshordozók teljesen analóg egyenleteket követnek, amennyiben nincs jelen külső elektromos tér. A két megoldást a 3. ábra mutatja be.

A spindiffúziót természetesen kísérheti ún. spindrift is [11], amennyiben az elektronokat mozgató elektromos tér van jelen. Ebben az esetben a fenti egyenleteket mobilitási taggal is ki kell egészíteni, de ezt nem tárgyaljuk itt részletesen. Megint csak megjegyezzük, hogy a spindrift, a -relaxáció és a -diffúzió jelensége analóg a félvezetőfizikában jól ismert ún. Haynes–Schockley-kísérlettel [9], amely a kisebb-segí töltéshordozók transzportjának első bizonyítéka volt.



3. ábra. A diffúziós-relaxációs egyenlet két esetének megoldásai. A felső ábrán az időfüggő esetet mutatjuk, amikor is az origóban pontszerű mágnesezettség van a  $t = 0$  időpillanatban. Az alsó ábrán az állandósult esetben megvalósuló mágnesezettségeloszlást mutatjuk be, miközben az ábra bal oldaláról folyamatosan polarizált spinű elektronokat pumpálunk az eszközbe

### 3.3. A spindiffúzió kísérleti bizonyítékai

A spinek makroszkopikus távolságskálákon történő transzportjára utaló első bizonyíték Jánossy András és Philippe Monod nevéhez fűződik, ami már csak a magyar vonatkozása miatt is rendkívül érdekes [4]. Kísérletükben nagy tisztaságú fémeken, lényegében ütközés nélkül, ballisztikus módon áthaladó ún. Larmor-hullámokat figyeltek meg, ami nem más, mint a spinpolarizált elektronsokaság transzportja. A módszer segítségével több, addig vizsgálhatatlan anyagban is (pl. wolfram, arany) kimutatták az elektronspinrezonancia-jelet [7]. Sajnos a Jánossy–Monod-kísérlet az úttörő jellege ellenére a nemzetközi szakirodalom számára kevésbé ismert.

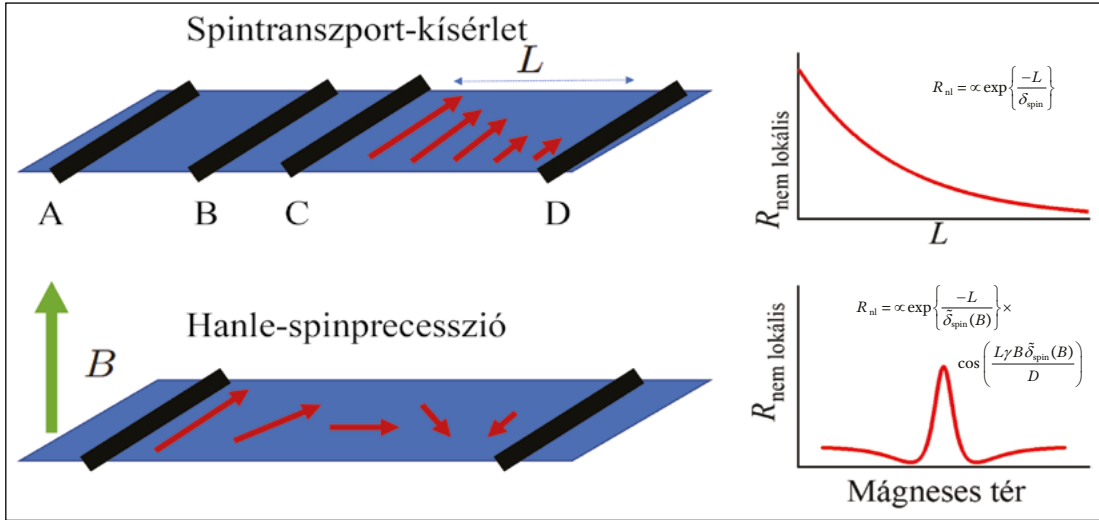
A spininjektálást először Johnson és Silsbee 1985-ös munkájában figyelték meg [5]. A nemzetközi szakirodalom ehhez a cikkhez köti a spintranszport első megfigyelését. Az eredményt egy modernebb cikk [12] nyomán tárgyaljuk és mutatjuk be a 4. ábrán. Az ábrán egy grafénrétegre négy darab ferromágneses kobaltból álló elektródát párolgattak. A kísérletben az A és B elektródák között áramot folyatva, a grafénban nem egyensúlyi spinpolarizáció alakul ki, amely diffúzióval halad minden irányba. A C és D elektródák szintén ferromágnesesek, ezért a köztük kialakuló feszültség attól fog függeni, hogy az elektródán egy adott spinű elektronból hány található meg. A le és fel spinű elektronok külön sávokat alkotnak, ezért ha az anyagban több pl. a fel spinű elektron, akkor ezek legfelső energiaszintje is magasabb, mint a le spinűké. A kísérletet nem lokális ellenállásmérésnek is nevezik, mivel a C és D elektródák között nem folyik áram. A mért nem lokális ellenállás nagysága a spindiffúziós hosszától, illetve a C és D elektródák távolságától függ. Ezen mérési módszer nagy hátránya, hogy a  $\delta_{\text{spin}}$  pontos meghatározásához több eszközt kell elkészíteni változó elektródátávolság mellett.

Pontosabb, a transzport- és spektroszkópiai elveket kombináló módszer az ún. Hanle-féle spinprecessziós kísérlet. Ennek lényege, hogy a transzportban részt vevő elektronok spinirányára merőleges mágneses teret alkalmaznak. E tér körül a spinek Larmor-precessziót végeznek, ezáltal a spinirányuk megváltozik, és az elektródára „jó” iránnyal érkező elektronok száma hangolható.

A Hanle-spinprecessziós kísérlet leírásához tekintsük a fenti diffúziós-relaxációs egyenlet stacionárius esetét a Larmor-precesszió jelenlétében:

$$D \frac{d^2 \mathbf{M}}{dx^2} - \frac{\mathbf{M}}{\tau_{\text{spin}}} + \gamma_e (\mathbf{M} \times \mathbf{B}) = 0. \quad (10)$$

Itt  $\gamma_e$  jelöli az elektron giromágneses faktort, aminek értéke közelítőleg  $\gamma/2\pi \approx 28$  GHz/T. A (10) kifejezés egyébként Bloch–Torrey-egyenletként is ismert.



4. ábra. A spindiffúzió kísérleti kimutatására használt, ún. nem lokális ellenállásmérés sematikája spintranszport-kísérletekben (felső ábra), illetve az ún. Hanle-féle spinprecessziós kísérlet sematikája (alsó ábra). Az ábra jobb odala mutatja a mért fizikai mennyiségek változását

A mágneses tér irányát illetően tegyük fel, hogy  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ , illetve hogy a mágnesezettség-injekció is  $\mathbf{M}(x=0) = (M_0, 0, 0)$ . Ezzel a következő megoldást kapjuk az egyenletre:

$$M_x = M_0 \exp\left\{-\frac{x}{\tilde{\delta}}\right\} \cos\left(\frac{\omega_0 \tilde{\delta}}{D} x\right), \quad (11)$$

$$M_y = M_0 \exp\left\{-\frac{x}{\tilde{\delta}}\right\} \sin\left(\frac{\omega_0 \tilde{\delta}}{D} x\right), \quad (12)$$

ahol bevezettük a Larmor-(kör)frekvenciát, ami  $\omega_0 = \gamma B$ . A (10) egyenletbe behelyettesítve a  $\tilde{\delta}^2$  (amit hívhatunk effektív spindiffúziós hosszának) kifejezésére egy másodfokú egyenlet adódik:

$$\omega_0^2 \tilde{\delta}^4 + (D/\tau_{\text{spin}}) \tilde{\delta}^2 - D^2 = 0. \quad (13)$$

Vegyük észre, hogy ebben az  $\omega_0$ -n keresztül megjelenik a mágneses tértől való függés. Egyben láthatjuk, hogy (13) visszaadja a szokásos spindiffúziós hosszat, azaz  $\delta = \delta_{\text{spin}}$ , amikor  $B = 0$ . A 4. ábrán mutatjuk a nem lokális ellenállás tipikus mágneseztér-függését. Hasonló görbéket mérve, amennyiben a diffúziós állandó ismert, a spindiffúziós hossz és így a spinrelaxációs idő is meghatározható.

#### Köszönetnyilvánítás

A cikk szerzője köszönetet mond a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatalnak, a 137852, 149457, TKP2021-EGA-02, TKP2021-NVA-02, és a 2017-1.2.1-NKP-2017-00001 pályázatok révén nyújtott támogatásért. A szerző köszönetet mond Kollarics Sándornak és Márkus Bence Gábornak a cikk alapos átolvasásáért, illetve prof. Forró Lászlónak és a Stavropoulos Center for Complex Quantum Matter (University of Notre Dame) intézetnek a cikk írása közbeni vendégszeretetéért.

#### Irodalom

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas (1988): Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61, 2472–2475.
2. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn (1989): Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39, 4828–4830.
3. S. Datta, B. Das (1990): Electronic analog of the electro-optic modulator. *Applied Physics Letters*, 56(7), 665–667.
4. A. Janossy, P. Monod (1976): Spin diffusion in magnetic materials. *Physical Review Letters*, 37(9), 612–614.
5. M. Johnson, R. H. Silsbee (1985): Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals. *Physical Review Letters*, 55(17), 1790–1793.
6. R. Kronig, V. F. Weisskopf (eds) (1964): *Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli*, Vol. 1–2. Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons, Inc., New York.
7. P. Monod, A. Janossy (1977): Conduction electron spin resonance in gold. *Journal of Low Temperature Physics*, 26(5), 311–316.
8. G. A. Prinz (1998): Magnetoelectronics. *Science*, 282(5394), 1660–1663.
9. Wikipedia szerkesztők. Haynes–Shockley experiment, 2025. [Hozzáférés: 2025-01-28.]
10. L. Szolnoki, B. Dóra, A. Kiss, J. Fabian, F. Simon (2017): Intuitive approach to the unified theory of spin relaxation. *Phys. Rev. B*, 96, 245123.
11. N. Tombros, S. Tanabe, A. Veligura, C. Józsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, B. J. van Wees (2008): Anisotropic spin relaxation in graphene. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 046601.
12. N. Tombros, Cs. Józsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, B. J. van Wees (2007): Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature. *Nature*, 448, 571–574.
13. S.-I. Tomonaga (1997): *The Story of Spin*. University of Chicago Press, Chicago, IL.
14. Wikipedia szerkesztők. Giant magnetoresistance – Wikipedia, the free encyclopedia, 2025. [Online; elérve: 2025. jan. 28.]
15. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chitchekanova, D. M. Treger (2001): Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 294(5546), 1488–1494.



# HOLOGRÁFIA A KVANTUMTÉRELMÉLETBEN

Bajnok Zoltán

HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Részecske- és Magfizikai Intézet,  
Elméleti Fizika Osztály, Holografikus Kvantumtérelmélet „Lendület” Kutatócsoport Budapest  
E-mail: bajnok.zoltan@wigner.hu

Hány dimenziós a tér? Miből áll a világ? Mik az alapvető építőkövek és ezek hogyan hatnak kölcsön? Ilyen kérdésekre fogjuk most keresni a választ. A vizsgálatok során eljutunk egy olyan elmélethez, amely egy magasabb dimenziós modell hologramjának tekinthető.

A fenti kérdéseken már az ókori görögök is gondolkodtak. Annak idején árnyékszínházzal szórakoztatták magukat, amelyben egy fal előtt ülve figyelték, ahogy az előadók történeteket játszottak el úgy, hogy ők csak a tárgyak kétdimenziós árnyjátékát látták a falon. Innen jött Platónnak az a gondolata, hogy mi lenne, ha a mi világunk, amit érzékszerveinkkel tapasztalunk, egy bonyolultabb dimenziós világnak, az ideák világának csak a háromdimenziós árnyéka lenne. Hogyan lehetne ezt a kérdést eldönteni?

Honnan tudjuk, hogy hány dimenziós a tér? Ha felnézünk az égre, és követjük a csillagok mozgását, akkor azt láthatjuk, hogy az egész égbolt egyenletesen elfordul a sarkcsillag körül. Ha figyelmesebben megnézzük ezek mozgását, észrevehetjük, hogy egyes objektumok az állócsillag-háttérhez képest is változtatják helyüket. Ezek a bolygók, melyek mozgásának megértése és megjósolása mindig is foglalkoztatta az embereket. De honnan tudhatjuk, hogy az egész égbolt tényleg ott van, és nem csak egy égi planetáriumot nézünk? Ahhoz, hogy ezt a kérdést eldönthessük, a fizikát hívjuk segítségül. A bolygók mozgása tökéletesen leírható és megjósolható, ha feltételezzük, hogy a Föld forog a tengelye körül, kering a Nap körül, és a többi bolygó is a Nap körül kering, méghozzá úgy, hogy a háromdimenziós térben a Newton-egyenletek írják le mozgásukat a gravitációs potenciálon keresztül, mely csak a távolságuktól függ és azzal fordítottan arányos. Ha csak a planetáriumi kép két szögkoordinátáját használnánk, akkor nem tudnánk a bolygók képének mozgását egyértelműen megjósolni, szükségünk van a tőlünk mért távolságokra is, mely a vetítés során elvész.

A három Descartes-koordinátában felírt Newton-egyenlet, mely az  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordináták gyorsulását fejezi ki az ilyen irányú erőkkel, szimmetrikusan tartalmazza ezen koordinátákat. Ha valaki máshogy irányítaná ten-

gelyeit, azaz elforgatná koordináta-rendszerét, akkor az új  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  koordinátákban felírt Newton-egyenlet pontosan ugyanolyan alakot öltene, mint az eredeti, csak minden változót a vesszős változatára kéne cserélnünk. Azt mondjuk, hogy a Newton-egyenletek kovariánsak a forgatásokra. Ezek a forgatások, melyek a vektorok hosszát megtartják, folytonos csoportot alkotnak, és generálhatóak kettő rögzített (nem párhuzamos) tengely körüli forgatással. A világot leíró Newton-egyenletek kovarianciája a háromdimenziós tér fogatásaira azt jelenti, hogy a világunk háromdimenziós, nincs kitüntetett közepe és iránya, vagyis homogén és izotrop. Ezen a háttéren mozognak a csillagok és a bolygók, melyek gravitációsan hatnak kölcsön, és ezt láthatjuk ha felnézünk az égre.

De milyen törvények írják le a fizikai jelenségeket a Földön? A gravitáció a Földön is jelen van. Sőt, ha egy ágyúból kilőtt ágyúgolyó pályáját próbáljuk megjósolni, akkor ugyanazon Newton-egyenlet és gravitációs potenciál fogja leírni a mozgást, mint a bolygómozgást. Ilyen értelemben Newton elmélete egyesítette a földi és égi fizikát, melyekről korábban azt gondolták, hogy különböző törvényeknek tesznek eleget. A Newton-egyenletek a gyorsulást az erőkkel hozzák kapcsolatba. De milyen erők léteznek? Ez függ attól is, hogy milyen anyagok közötti kölcsönhatást nézünk.

Ezzel eljutottunk másik alapvető kérdésünkhöz, miszerint miből is áll a világ. A görögök persze már ezen is gondolkodtak. Démokritosz szerint minden anyag elemi, tovább nem osztható atomokból épül fel, míg Arisztotelész szerint négy őselem, a föld, tűz, víz, levegő alkot mindent. A mai tudomány abban különbözik a korábbi filozófiai megfontolásokból, hogy a felvetett kérdésekre kísérletileg tud válaszolni. Nem kell mást tennünk, mint hogy veszünk egy nagy nagyítót, és belenézünk egy kiválasztott anyagdarabba. Attól függően, hogy milyen felbontással szeretnénk az anyagot vizsgálni, más és más eszközre van szükségünk. Használhatunk mikroszkópot, elektronmikroszkópot, szinkrotron, de ha tényleg nagyon mélyre szeretnénk nézni, akkor a Nagy Hadron-ütköztetőt kell bekapcsolnunk. Ráfókuszálva különböző anyagdarabokra azt láthatjuk, hogy minden anyag atomokból épül fel, melyeket a periódusos rendszerbe lehet belefoglalni. Egy-egy rubrika sok hasznos információt tartalmaz a vegyészek számára, melyből kiszámolható, hogyan hatnak ezen atomok egymással kölcsön, és a fizikusok feladata kiszámolni ezeket a jellemzőket. Ezt meg is lehet tenni pusztán abból a tényből kiindulva, hogy az atomok adott töltésű atommagokból és az őket körülvevő ellentétes töltésű elektronfelhőből állnak, melyek elektromosan hatnak kölcsön a gravitációval teljesen analóg,



*Bajnok Zoltán fizikus szakon végzett 1992-ben az ELTE-n. 1993-94 között Cambridge-ben volt Széchenyi István-ösztöndíjjal, majd TMB-ösztöndíjjal az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékén 1997-es kandidátusi fokozatának megszerzéséig. Ezután OTKA posztdoktorként, majd később tudományos főmunkatársként az MTA-ELTE Elméleti Fizikai Kutatócsoportban dolgozott 2011-ig. Akkor szerezte meg az MTA doktora címet és lett tudományos tanácsadó. 2012-ben egy Lendület-pályázat elnyerésével a Wigner Fizikai Kutatóközpontban alapította meg a Holografikus Kvantumtérelmélet Csoportját, melyet azóta is vezet. Szakterülete a kvantumtérelmélet, azon belül is az integrálható modellek vizsgálata.*

a távolságukkal fordítottan arányos potenciál révén, a kvantummechanika törvényei szerint. Ezek az egyenletek is kovariánsak a forgáscsoportra, vagyis megőrzik alakjukat, ha valaki egy elforgatott koordináta-rendszerben írja fel azokat. Az egyenletek ilyen szimmetriájának tükröződniük, (szakszóval) ábrázolódnuk kell a megoldásokon is.

Fokozatosan lépegetve a periódusos rendszer atomjain egyenként töltjük fel az elektronhéjakat. Az, hogy a börtől a neonig hat elemet találunk, azért van, mert az  $x$ ,  $y$ ,  $z$  tengelyeknek megfelelően három darab  $p$  pályára helyezhetjük el az elektronokat, és minden elektron kétféle spinnel létezhet. Ez egyrészt mutatja ismét, hogy a világ háromdimenziós. Másrészt egy érdekes jelenséget világít meg. Az elektron kétféle spinje annak a következménye, hogy a kvantummechanika egyenletei komplexek, így a forgáscsoportnak komplex ábrázolásai is megjelenthetnek. A legegyszerűbb ilyen ábrázolás kétdimenziós. Ez a kétdimenziós komplex spinállapotokat *forгатja* úgy, hogy azok komplex hossza ne változzon. Ezen csoportot  $SU(2)$ -vel jelöljük – a  $(2)$  a két spinbeállással áll kapcsolatban. Ha egy komplex  $N$  komponensű vektort forgatnánk hosszartóan, akkor a hozzá tartozó csoport az  $SU(N)$  lenne. Az  $SU(2)$  csoport és a háromdimenziós forgáscsoport a kvantumelmélet szempontjából (majdnem) egyenértékű.

Az elektromos kölcsönhatás mellett az elektronok és az atommagok mágneselesen is kölcsönhatnak. Maxwell világított rá, hogy az elektromos és mágneses kölcsönhatás egyesíthető egy közös elméletté. Mindkét kölcsönhatás úgy írható le, hogy a töltött részecske – mondjuk az elektron – létrehoz egy elektromos, vagy ha mozog, akkor mágneses teret is. Aztán ezen terek terjednek és hatnak kölcsön a többi töltött részecskével. Ezután jött a nagy felismerés, hogy az elektromos és mágneses tér, melyek minden egyes térpontban jelen vannak, önálló életre kelhetnek, és egymást támogatva terjedhetnek. A Maxwell-egyenletek az elektromos és mágneses terek keletkezését és egymásra hatását fogalmazzák meg. Minden napunk életünk már elképzelhetetlen az elektromágneses kölcsönhatás kiaknázása nélkül. Utólagosan megkérdezhettük, hogy mik a Maxwell-egyenletek szimmetriái, vagyis mik azon koordinátatranszformációk, melyekre az egyenletek alakja nem változik. Meglepő módon ezek a szokásos forgatásokon kívül még tartalmaznak olyan transzformációkat is, melyek a hely- és időkoordinátákat összekeverik. Ezek az úgynevezett Lorentz-transzformációk azt a koordinátaváltást írják le, amikor áttérünk az eredetihez képest egyenes vonalú, egyenletesen mozgó koordináta-rendszerre. Ezek a (hiperbolikus) forgatások, melyek a hely- és időkoordinátákat összekeverik, és eközben a téridővektorok hosszát nem változtatják meg, garantálják azt is, hogy a fénysebesség minden rendszerben ugyanakkora legyen. Einstein felismerése az volt, hogy nemcsak az elektrodinamika egyenletei, hanem a mechanika egyenletei is a Lorentz-transzformációkra kovariánsak, ami lényegében azt jelenti, hogy ezen szimmetriák a téridő szerkezetéből adódnak. A „Hány dimen-

ziós a tér?” kérdésre tehát a helyes válasz nem az, hogy három, hanem hogy a tér és idő nem különíthető el, és a téridő négydimenziós. Az, hogy mi tér és mi idő, pedig függ attól, hogy ki hogyan nézi, és az egyenértékű megfigyelőket téridőforgatások kapcsolják össze.

Ha elfogadjuk, hogy a téridő négydimenziós, homogén és izotrop, akkor csak olyan elméleteket gyárthatunk, melyek a Lorentz-transzformációkra kovariánsan viselkednek, vagyis az egyenértékű megfigyelők ugyanolyan alakú egyenletekkel írják le a fizikai törvényeket. Ez a relativitáselmélet, és lehetőséget teremt a konzisztens elméletek osztályozására. Amikor egy elmületről beszélünk, a benne lévő részecskéket és azok kölcsönhatásait értjük alatta. Már a részecskék osztályozásánál figyelembe kell vennünk, hogy a téridőforgatásoknak ábrázolódnia kell rajtuk. Ezek alapján beszélhetünk skalár, spinor vagy vektor típusú részecskékről. Ezek kölcsönhatását is megszorítja a kovariancia, habár végtelen sok lehetőséget megengedve. Ezen elméletek között kitüntetett helyet foglalnak el az úgynevezett mérték-elméletek, melyek a téridőforgatásokon túl még végtelen nagy extra szimmetriával is rendelkeznek. Ez a végtelen nagy szimmetria egy folytonos csoportból származtatható, mely tipikusan  $SU(N)$  csoportok szorzata különböző  $N$ -ekre.

Ha egy mértékelméletet szeretnénk konstruálni, akkor először is választanunk kell egy mértékcsoportot. Ez rögtön rögzíti is az elméletben jelen lévő vektor típusú részecskéket és azok kölcsönhatásait. Ezután adhatunk még a modellhez skalár és spinor részecskéket, de a mértékcsoportnak ezeken is ábrázolódnia kell. Az ábrázolás rögzítése már egyértelműen meghatározza a vektor részecskékkel a kölcsönhatásokat. A maradék szabadságunk abban rejlik, hogy a skalár részecskék önkölcsönhatását és a spinorokkal való kölcsönhatások erősségét (csatolását) előírjuk. Végtelen sok ilyen konzisztens mértékelmélet létezik, és nem zárható ki, hogy esetleg más világokban azok meg is valósulnak. A mi világunkban azonban eddig csak az elektromágneses, a gyenge, az erős és a gravitációs kölcsönhatást láttuk. Meglepő módon a gravitáció kivételével ezek mind kvantummechanikával írhatóak le.

A legegyszerűbb mértékelméletben a mértékcsoport  $U(1)$ . Ezen csoport elemei az egydimenziós komplex vektorokat egységnyi hosszúságú komplex számokkal szorozzák. A mértékelmélet egyetlen vektorrészecskéje a foton. Ha egyetlen spinort és annak antirészecskéjét teszünk hozzá, akkor ezek az elektronok felelnek meg, és az egyértelműen kapott elmélet az elektromágneses kölcsönhatás elmélete: a kvantum-elektrodinamika. Az erős kölcsönhatás elméletéhez az  $SU(3)$  csoportot kell választanunk, és hat spinor részecskét (a hat kvarkot) kell hozzáadnunk. Ezen elmélet a kvantumszíndinamika, melynek vektorrészecskéi a nyolc gluon. Az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás egyesítéséhez a mértékcsoport az  $U(1) \times SU(2)$ , és a kvarkok mellé még be kell építenünk a leptonokat: az elektront, müont, taut és neut-

rínópárjaikat is. A kölcsönhatás vektorrészcskéi a fotonok mellett a Z és W bozonok. Ebben az elméletben egy skalár részecske is van, a Higgs-bozon, amely kölcsönhatásai révén tömeget ad a részecskéknak. A részecskefizika standard modellje, mely mindezen részecskéket és kölcsönhatásokat tartalmazza, az  $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$  mértékcsoportozathoz tartozik. Jelen tudásunk szerint ezen elmélet minden gyorsítóbéli kísérletet leír. A gravitációs kölcsönhatás kilóg ebből a sorból, máig sincs konzisztens kvantumelmélete.

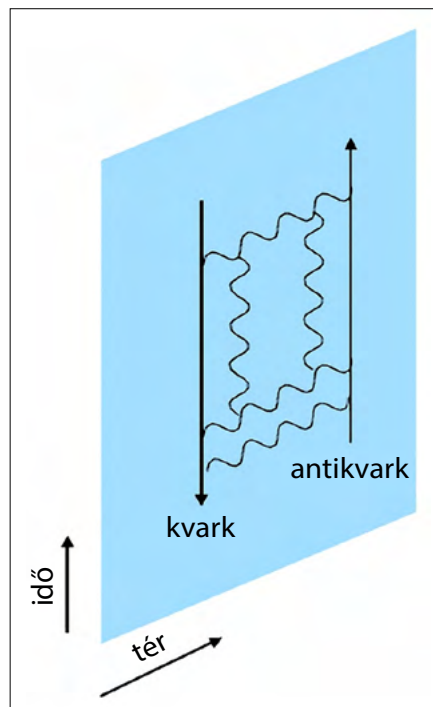
A kvantum mértékelméletekben az egyetlen univerzális analitikus számolási módszer a perturbációs számítás. Ebben a megközelítésben a kvantum effektusokat a kölcsönhatások számában iteratív módon, rendről rendre vesszük figyelembe. Vezető rendben egy kétrészecskés szórásfolyamatban egy vektorbozon cseréje történik, következő rendben kettő, és így tovább, más bonyolultabb folyamatokat is megengedve. A számolás eredménye egy sor, melynek az  $n$ -edik tagja a csatolás  $n$ -edik hatványával arányos. Kis csatolás esetén, mint például az elektrogyenge elméletben, a sokrészecskecserés folyamatok elhanyagolhatóak, és az első pár rendnél megállva nagyon pontos, a kísérletekkel tetszőlegesen egyező eredményeket kaphatunk. Erősen csatolt elméletek esetén – ilyen például a kvantumszindinamika kis energiákon – a csatolás nem elhanyagolható, és minden tagot meg kellene tartanunk a sorban. Ez egy lehetetlen feladat. Ebben az elméletben tehát csak numerikusan, például egy diszkrétizált rácsvilágban tudunk számolni, és a kísérletekre jóslatokat mondani. Az erősen kölcsönható mértékelméletek analitikus leírása az elméleti részecskefizika legnagyobb kihívása, melynek részbeni megoldására is egy egymillió dolláros díj van kitűzve.

Ahhoz, hogy ebben a nagyon bonyolult kérdésben előreléphessünk, a közösség a legszimmetrikusabb, így a legegyszerűbb, de azért még kölcsönható mértékelméletet kezdte vizsgálni. Ekkor a mértékcsoport  $SU(N)$ , tehát  $N^2 - 1$  vektorrészecskénk van. A nagy szimmetria eléréséhez négyszer ennyi spinort és hatszor ennyi skalár részecskét rakunk az elméletbe úgy, hogy a skalár-spinor és spinor-vektor csere is legyen szimmetria. Ezt a szimmetriát szuperszimmetriának nevezik, és a maximálisan létező legnagyobb szuperszimmetria miatt ennek az elméletnek csak egy csatolási állandója van, melyet tetszőlegesen hangolhatunk. Ha a csatolást kicsinek választjuk, akkor a korábban említett perturbációs számítás működik, és analitikus számolásokkal tetszőleges pontosságot érhetünk el. Ha viszont nagy a csatolás, akkor más megközelítéshez kell folyamodnunk.

A hatalmas szuperszimmetria miatt az elmélet nemcsak a Lorentz-transzformációkkal szemben viselkedik kovariáns módon, hanem ez a szimmetria kiegészül a téridő összes szögtartó leképezésével is. Ezek a transzformációk interpretálhatóak olyan téridő-szimmetriaként, ahol a térelméletet hordozó téridő nem négy-, hanem ötdimenziós, melynek állandó negatív görbülete van. Ez a Bolyai-féle negatív állandó görbületű tér magasabb di-

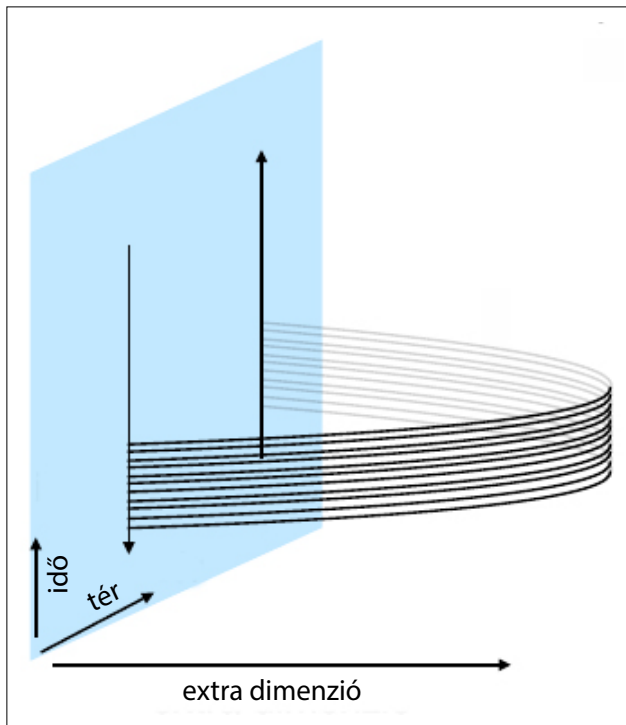
menziós megfelelője, melynek anti-de Sitter-tér a neve. Ez a tér paraméterezhető úgy, hogy a négydimenziós téridő minden pontjához, egy extra félvégtelen egyenest teszünk hozzá. A konstrukció eredménye, hogy az anti-de Sitter-tér határa a négydimenziós téridő. Ezek és még hasonló analógiák alapján sejtette meg Juan Maldacena [1], hogy a maximálisan szuperszimmetrikus mértékelmélet egy magasabb dimenziós elméletnek a hologramja. A magasabb dimenziós elmélet az ötdimenziós anti-de Sitter-térnek és az ötdimenziós gömbnek a szorzatán van értelmezve, melynek a pereme a négydimenziós téridő.

A magasabb dimenziós elmélet a húrelmélet, amely pontszerű részecskék helyett egydimenziós kiterjedt objektumokat tartalmaz, és azok dinamikáját fogalmazza meg. Ezen dinamika szerint a húr úgy mozog, hogy a mozgása során a kisöppört felületet a görbült téren minimalizálja. A négydimenziós tér minden részecskéje a magasabb dimenziós hurok kezdő vagy végpontja. A sejtés szerint két pontszerű részecske – mondjuk egy kvark és antikvark – kölcsönhatását a négydimenziós téridőben úgy is kiszámolhatjuk, hogy a mértékelmélet kölcsönhatásait perturbatíven felösszegezzük (1. ábra); vagy ennek alternatívájaként a két pont között az extra dimenziókban kifeszülő húrnak a kvantum dinamikáját az anti-de Sitter-háttéren meghatározzuk (2. ábra). Maldacena sejtését azért nehéz ellenőrizni, mert amikor a mértékelmélet gyengén csatolt, tehát perturbatíven számolható, akkor a (gravitációt is tartalmazó) húrelmélet kvantum, amit senki sem ismer. Másrészt amikor a húrelmélet klasszikus és számolható, akkor a mértékelmélet erősen csatolt.

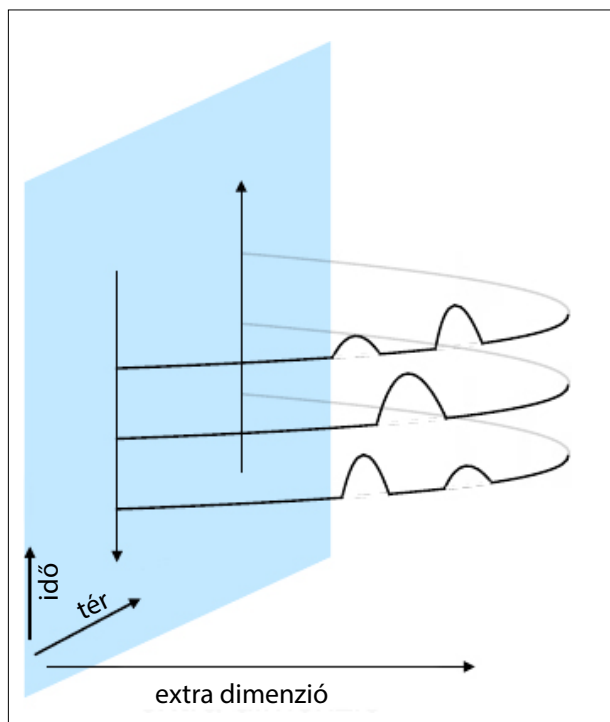


1. ábra. Kvark-antikvark kölcsönhatás számolása a mértékelméletben részecskék kicserélődéseinek perturbatív felösszegzésével. A négydimenziós téridő a kék kétdimenziós téridőre van egyszerűsítve





2. ábra. Kvar-k antikvar kölcsönhatás számolása a húrelméletben. A kvar-k és antikvar-k közötti potenciál, az extra dimenzióban kifestülő húr felület minimalizálásával és az a körüli fluktuációk felösszegzésével számolható



3. ábra. A húr felület fluktuációinak összessége lokalizált gerjesztések szórásként interpretálható. Ez a szóráss integrálható abban az értelemben, hogy nem keletkeznek újabb gerjesztések, a bejövők alakjukat megtartják

Ebben a problémában az áttörést annak felismerése jelentette, hogy a hurok felületének elmélete egy két-dimenziós integrálható kvantumtérelmélettel írható le [2]. A húr tér-idő felületének fluktuációit részecskék szórásként interpretálhatjuk. Ez azt jelenti, hogy ha egy időpillanatban rápillantottunk a kvar-k és antikvar-k között kifestülő húrra, akkor annak a minimális hosszától való eltéréseit, vagyis a lokalizált véges energiás gerjesztéseit részecskéknek lehet tekinteni. Ezek a részecskék az időfejlődés során megtartják alakjukat, energiájukat, és csak kvantummechanikai fázistolást szenvednek, melyek a nagy szimmetria miatt egzaktul meghatározhatók. Ennek segítségével a húr felület fluktuációira és így a kvar-k-antikvar-k potenciálra végtelen sok csatolt integrál-egyenletet lehetett származtatni [3, 4]. Ezeket az egyenleteket analitikusan ki lehet fejteni kis és nagy csatolásokra is. Kis csatolásokra visszkapjuk a mértékelméletet, míg nagy csatolásokra a húrelméletet, ezzel alátámasztva a holografikus sejtést. A Holografikus Kvantumtérelmélet „Lendület” Kutatócsoport úttörő eredményeket ért el a kétféle leírás összekapcsolása során [2, 4, 5].

Összefoglalva tehát, a természet kölcsönhatásait mind mértékelmélettel írhatjuk le, de az erősen csatolt tartományuk analitikus leírása még várta magára. Ennek jobb megértésére egy egyszerűsített, a természetben meg nem valósuló modellt kezdtünk vizsgálni, melynek a lehető legnagyobb szimmetriája van. Ez a négydimenziós mértékelmélet egy magasabb dimenziós húrelméletnek volt a hologramja, realizálva Platón ideáira vonatkozó elképzeléseit a kvantumtérelméletben. A modellvilág a húrelmélet integrálhatóságát felhasználva egzaktul megoldható. Az itt kapott eredményeket aztán gyümölcsözően lehet felhasználni egyes valós fizikai folyamatok számolása során.

#### Irodalom

1. J. Maldacena: The illusion of gravity. *Scientific American*, 2007.04, <https://www.scientificamerican.com/article/the-illusion-of-gravity-2007-04/>
2. N. Beisert, C. Ahn, L. F. Alday, Z. Bajnok, et al. (2012): Review of AdS/CFT integrability: An overview. *Lett. Math. Phys.*, 99, 3–32.
3. D. Correa, J. Maldacena, A. Sever (2012): The quark anti-quark potential and the cusp anomalous dimension from a TBA equation. *JHEP*, 08, 134.; N. Drukker (2013): Integrable Wilson loops. *JHEP*, 10, 135.; N. Drukker, V. Forini (2011): Generalized quark-antiquark potential at weak and strong coupling. *JHEP*, 06, 131.
4. Z. Bajnok, J. Balog, D. H. Correa, Á. Hegedűs, F. I. Schaposnik Massolo (2014): Reformulating the TBA equations for the quark anti-quark potential and their two loop expansion. *JHEP*, 03, 056.
5. Z. Bajnok, R. A. Janik (2009): Four-loop perturbative Konishi from strings and finite size effects for multiparticle states. *Nucl. Phys.*, B 807, 625–650.

**fizikaiszemle.eft.hu**

A honlapon megtalálhatja régebbi és új lapszámainkat, valamint számos mellékletet!

# A NAP SZÜLETÉSÉNEK FELTÉRKÉPEZÉSE RADIOAKTÍV ATOMMAGOKKAL

Maria Lugaro<sup>1,2,3,4,\*</sup>, Cseh Borbála<sup>1,2</sup>, Szányi Balázs<sup>1,2,5</sup>

<sup>1</sup>HUN-REN Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont (CSFK), Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet, Budapest

<sup>2</sup>CSFK, MTA Kiváló Kutatóhely, Budapest

<sup>3</sup>Eötvös Loránd Tudományegyetem, Fizikai és Csillagászati Intézet, Budapest

<sup>4</sup>School of Physics and Astronomy, Monash University, Victoria, Australia

<sup>5</sup>Szegedi Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Szeged

\*E-mail: maria.lugaro@csfk.org

A Nap nélkül a Föld sem létezne – meglepő módon mégsem ismerjük e fontos égitest, Nap kialakulás előtti történetének részleteit. Milyen környezetben és hány csillaggal együtt született? A Nap őstörténetének kutatása lehetővé tenné, hogy összehasonlítsuk a Napunk és a galaxisunk más csillagainak születési körülményeit; ezáltal a Nap, a Föld és az emberiség létezését a Tejútrendszerben található csillagok és bolygók (és a lehetséges egyéb létformák) milliárdjainak összefüggésében tudjuk tárgyalni.

A közelmúlt történelmi eseményeit a történészek tolalából ismerhetjük. Az időben távolabbi események datálásához viszont egyéb módszerekre kell támaszkodnunk. Az egyik legfőbb eszköz erre a radioaktivitás. A radioaktív atommagok az idő múlásával energia és részecskék kibocsátásával bomlanak. Egy adott  $t$  időpontban a radioaktív atomok  $N(t)$  száma az exponenciális bomlási törvényt követi, ami a fizika egyik legegyszerűbb összefüggése:  $N(t) = N(t_0) \exp\{-(t - t_0)/\tau\}$ , ahol  $N(t_0)$  a ( $-z$  egyforma) radioaktív atomok kezdeti mennyisége (a  $t_0$  időpontban), míg  $\tau$  a közepes élettartam: a definíció szerint az az időtartam, amely alatt az atommagok mennyisége az  $e$ -ad részére csökken. A felezési idő ( $T_{1/2}$ ) megadja, hogy mennyi idő szükséges ahhoz, hogy a kezdeti mennyiség fele elbomoljon, azaz  $T_{1/2} = \ln(2)\tau$ . Mivel  $\tau$  időben állandó, az egyenletet egyszerű integrálni, amivel megkapjuk, hogy  $t - t_0 = \tau \ln[N(t_0) - N(t)]$ , ezáltal a  $t$  és a  $t_0$  közötti időtartam közvetlenül kiszámítható, ha az  $N(t_0)$  és az  $N(t)$  mennyiségek ismertek.

A radiometrikus kormeghatározás erejének híres példája a radioaktív szén-14 ( $^{14}\text{C}$ , a továbbiakban a nuklidokra a szabványos jelöléssel hivatkozunk, vegyjellel és a tömegszámmal a bal felső indexben), amelynek felezési ideje 5730 év. Ez az izotóp folyamatosan keletkezik a légkörben a levegő és a kozmikus sugárzás, azaz a Földet megállás nélkül bombázó, a Napból vagy a Naprendsze-

ren kívülről származó szubatomi részecskék kölcsönhatása révén. Az élőlények felveszik a  $^{14}\text{C}$ -t, így bennük a mennyisége (a teljes szénmennyiséghez viszonyítva) ugyanaz, mint a környező bioszférában. A haláluk után az élőlények már nem vesznek fel több  $^{14}\text{C}$ -atomot, és a radioaktív bomlás lesz az egyetlen mód arra, hogy bennük a mennyisége megváltozzon. Példának okáért, ha egy csontlelet arányaiban feleannyi  $^{14}\text{C}$ -t tartalmaz, mint amennyi a bioszférában található, az egyén 5730 évvel ezelőtt halhatott meg. Ebben az esetben  $N(t_0)$  a  $^{14}\text{C}$ -atomok bioszférában mért, míg  $N(t)$  a csontokban mért száma.

Pontosan ugyanezt a technikát alkalmazva, de más radioaktív atommagokat használva és más megközelítéssel számolva  $N(t_0)$ -t és  $N(t)$ -t, információkhoz juthatunk a Naprendszer anyagának főbb őstörténeti eseményeiről, így akár a Nap kialakulását közvetlenül megelőző időszakról (1. ábra). Valójában a galaktikus csillagközi anyag Naprendszerben végződő szelete, hasonlóan egy élő szervezethez, folyamatosan radioaktív atomokat cserélt a környezetével. Ebben az esetben a környezet (a bioszféra helyett) a csillagközi anyag, a radioaktív atommagokat pedig (a kozmikus sugárzással való kölcsönhatás helyett) a különböző csillagok mélyén zajló nukleáris folyamatok hozzák létre. A csillagok belsejében uralkodó rendkívül magas hőmérséklet (millió és milliárd kelvin



Cseh Borbála csillagászként végzett az Eötvös Loránd Tudományegyetemen, jelenleg a HUN-REN CSFK Konkoly-Thege Miklós Csillagászati Intézetének tudományos segédmunkatársa, az MTA Lendület Nukleáris Égés Csillagokban Kutatócsoport tagja. Kutatási témája a kettőscsillagok spektroszkópiai megfigyelése, valamint a báriumcsillagok elemgyakoriságának és különböző aszimptotikus óriásági csillagok modelljeinek összehasonlítása és elemzése a lassú neutronbefogásos folyamat jobb megértése érdekében.



Maria Lugaro a HUN-REN CSFK Konkoly-Thege Miklós Csillagászati Intézet tudományos tanácsadója, az MTA Lendület Nukleáris Égés Csillagokban Kutatócsoport vezetője. Korábbi tanulmányai és munkái során megfordult Olaszországban, Ausztráliában, az Egyesült Királyságban és Hollandiában. Kutatócsoportja a stabil és a radioaktív atommagok keletkezését vizsgálja a csillagok színképeinek és a meteoritikus csillagpor összetételének megértése érdekében.



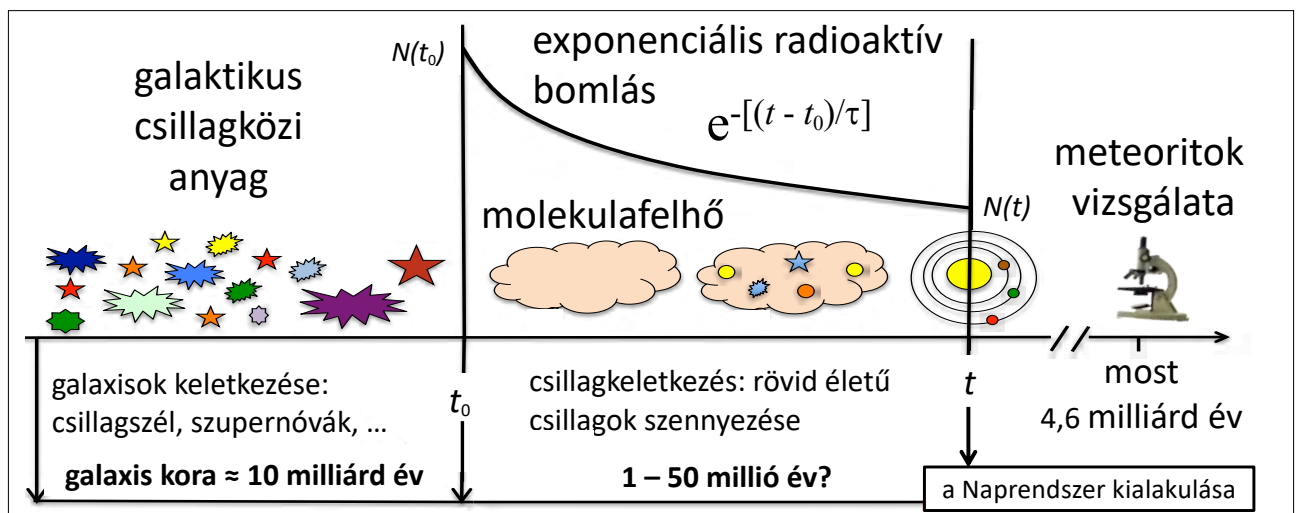
Szányi Balázs a Szegedi Tudományegyetem Fizika Doktori Iskola és a HUN-REN CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet PhD-hallgatója, az MTA Lendület Nukleáris Égés Csillagokban Kutatócsoport tagja. Doktori tanulmányai során az aszimptotikus óriásági (AGB) csillagokban lejátszódó lassú neutronbefogás (s-folyamat) numerikus modellezésével foglalkozik.

között) és sűrűség (akár  $10^7$ – $10^9$  g/cm<sup>3</sup>) lehetővé teszi, hogy az atommagok változatos módokon lépjenek kölcsönhatásba egymással. Ezek a nukleáris folyamatok a magfúziótól (beleértve a proton- és neutronbefogást, illetve a nehezebb atommagok, például a <sup>12</sup>C fúzióját), a maghasadáson át (beleértve a fotodezintegrációt, azaz a nehezebb atommagok szétesését a csillagplazma nagyenergiájú  $\gamma$ -fotonjai hatására) a különböző radioaktív bomlásokig ( $\alpha$ - és  $\beta$ -bomlás, illetve elektronbefogás) terjednek. Ezek a folyamatok nagymértékben meg tudják változtatni a csillag anyagának kezdeti összetételét. A csillag élete végén ez az új összetételű anyag a csillagszél vagy szupernóva-robbanás következtében kidobódik. Ezek a kidobódások folyamatosan frissen keletkezett elemekkel gazdagítják a galaktikus csillagközi anyagot, nemcsak stabil (beleértve a testünkben található C-t és O-t), de radioaktív atommagok formájában is.

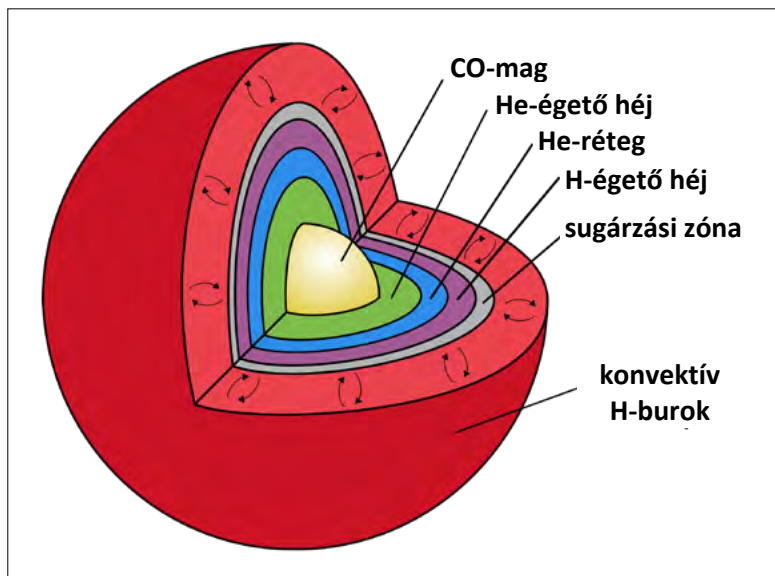
A Naprendszer anyaga eredetileg a galaktikus csillagközi anyag része volt, így folyamatosan elnyelte a csillagok által frissen termelt radioaktív atommagokat, egészen addig, amíg be nem épült egy úgynevezett molekulafelhőbe, a Tejútrendszer egy csillagkeletkezési régiójába, ahol a gáz hidegebb és sűrűbb, mint az átlagos csillagközi anyag, így lehetővé téve a csillagok születését. A Nap születésének esetében ez az időpont feleltethető meg a kezdeti  $t_0$ -nak (a fenti <sup>14</sup>C példájában ez az élőlény halálának felel meg). Ettől az időponttól kezdve a molekulafelhőknél hosszabb élettartamú csillagok által termelt radioaktív atommagok már nem adódhattak hozzá a molekulafelhő anyagához; azaz a radioaktív atommagok mennyiségét innentől csakis a bomlási törvény szabályozta (1. ábra). A kezdeti  $N(t_0)$  mennyiséget nem lehet mérni, de a csillagokban lejátszódó nukleáris reakciók és a Tejútrendszer anyaga fejlődésének modellezésével becsülhető. Ez a nukleáris asztrofizikusok feladata. Mivel azt az időtartamot akarjuk mérni, amely alatt a Nap a szülő molekulafelhőjében megszületett,  $N(t)$  a radioaktív atommagok gyakoriságát jelenti a Naprendszer ki-

alakulásának idején. Mivel az általunk vizsgálni kívánt események 4,6 milliárd évvel ezelőtt történtek, az összes, számunkra érdekes radioaktív atommag mára elbomlott, így számuk nem mérhető közvetlenül. A meteoritminták és azok zárványainak laboratóriumi elemzése mégis lehetővé teszi számuk közvetett mérését. Ez a következők arányának megmérésével történik: i) azon típusú stabil atommagok száma, amelyekké az adott radioaktív atommag bomlik (más néven leánymag), és ii) ugyanazon elem egy másik atommagjának száma. Például a <sup>26</sup>Mg/<sup>24</sup>Mg arányból megtudhatjuk a radioaktív <sup>26</sup>Al kezdeti gyakoriságát, amely  $T_{1/2} = 0,7$  millió év (Myr) alatt bomlik <sup>26</sup>Mg leányatomjává. Ha ez az arány korrelál annak a két elemnek az elemarányával, amelyhez a radioaktív atommag és a leánymag tartozik (azaz az Al/Mg), akkor bátran következtethetünk arra, hogy a ma mért leánymagok eredetileg radioaktív előanyaguk formájában kerültek a kőzetbe, hiszen a két elem kémiaiilag másképp viselkedik. Ez az elemzés a kozmokémikusok feladata.

Mivel a kérdéses időtartamok néhány évtől néhány tízmillió évig terjednek, az e probléma megoldására érzékeny óráként felhasználható radioaktív atommagok felezési idejének hasonló nagyságrendűnek kell lennie. Valójában, ha a felezési idő sokkal rövidebb, az atommagok jelentős része  $t_0$  és  $t$  között elbomlott volna, és a gyakoriságuk túl alacsony lenne ahhoz, hogy mérni lehessen. Ha a felezési idő sokkal hosszabb, a számuk olyan kevésbé változott volna, hogy az eltérés az  $N(t)$  és  $N(t_0)$  hibahatárain belül lenne, ami megakadályozza a szignifikáns eredményt. A természetben 18 megfelelő felezési idejű atommag áll rendelkezésre, a könnyűtől (pl. <sup>53</sup>Mn,  $T_{1/2} = 3,74$  Myr) a nagyon nehéz (pl. <sup>247</sup>Cm,  $T_{1/2} = 15,6$  Myr) atommagokig. Azonban a meteoritokban nem mindegyik atommag mérhető pontosan. Azok száma, amelyek  $N(t)$  gyakoriságát jelenleg kísérletekből jól ismerjük, nagyjából tíz. Ezek közül különösen hasznosak azok az atommagok, amelyek azonos típusú csillagokban keletkeznek, mivel feltételezhető, hogy a galaktikus csil-



1. ábra. A molekulafelhő kialakulásától a Nap születéséig eltelt idő mérésére szolgáló radioaktív módszer sematikus ábrázolása



2. ábra. Egy AGB-csillag sematikus képe. A héliumrétegben neutronok szabadulnak fel, és ebből a rétegből periodikusan anyag keveredik a csillag felszínére. Módosítva Magnus Vilhelm Persson ábrája alapján ([https://figshare.com/articles/figure/Internal\\_structure\\_of\\_AGB\\_star/653683](https://figshare.com/articles/figure/Internal_structure_of_AGB_star/653683); CC BY 4.0)

lagközi anyagban azonos ütemben dúsulnak. Az alábbiakban az egyik ilyen csoportra összpontosítunk: a Nap tömegének nagyjából 2–4-szeresével rendelkező vörös óriáscsillagokban a szabad neutronok befogásával keletkező, releváns felezési idejű radioaktív atommagokra. Négy ilyen atommag van:  $^{107}\text{Pd}$  ( $T_{1/2} = 6,5$  Myr) és  $^{182}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 8,9$  Myr), amelyeknél  $N(t)$  jól ismert; valamint  $^{135}\text{Cs}$  ( $T_{1/2} = 1,3$  Myr) és  $^{205}\text{Pb}$  ( $T_{1/2} = 17,3$  Myr), amelyeknél  $N(t)$  kevésbé ismert.

Az ilyen típusú csillagok a hosszú fősorozati fázison keresztül fejlődnek (ahol most a Nap is van), amikor a magjukban a hidrogén ég, majd kitágulnak, vörös óriáscsillagokká válnak, elégetik a magjukban lévő összes héliumot is, és végül aszimptotikus óriásági csillagokká (AGB) válnak. Életük ezen szakaszában a hidrogén és a hélium váltakozó fúziójával termelnek nukleáris energiát olyan héjakban, amelyek az inaktív mag felett és egy nagy burok alatt helyezkednek el (2. ábra). Az inaktív mag a gravitációs összeomlás ellen olyan elektronok segítségével tartja fenn magát, amelyek az összes legalacsonyabb kvantumállapotot betöltik (degenerált elektrongáz). A csillag felszínét a csillagszél folyamatosan erodálja, amíg végül csak a mag marad meg, és fehér törpévé válik. Az AGB fázisban szabad neutronok szabadulnak fel, amikor a  $^{13}\text{C}$  és  $^{22}\text{Ne}$  atommagok héliumatommagokat fognak be. A szabad neutronokat a vasnál nehezebb atommagok is befogják, így a stroncium és az ólom közötti elemek nagy mennyisége keletkezik. Az így keletkezett atommagok között van a fent felsorolt négy radioaktív atommag is.

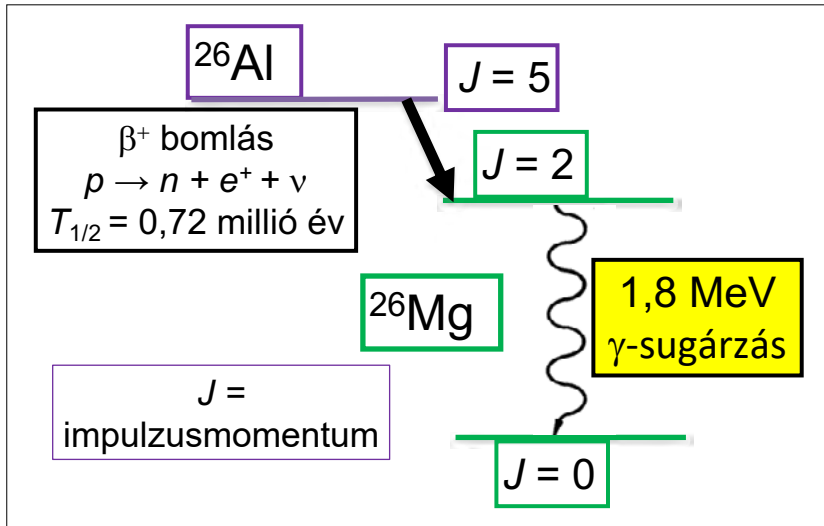
Az AGB-csillagok belsejében leírt égési folyamatok kiszámíthatók olyan számítógépes módszerek segítségével, amelyek célja a következők megoldása: i) a csillag szerkezetét szabályozó egyenletek (a hidrosztatikai egyensúly, energiatranszport, tömegmegmaradás és energiamegmaradás, a nukleárisenergia-termelés az ál-

lapotegyenlet és az opacitás alapján), hogy megkapjuk a hőmérsékleteket és a sűrűségeket, és meghatározzuk azokat a területeket, ahol az anyag keveredik; ii) a különböző atomok mennyiségét szabályozó egyenletek hálózata, amelyet a nukleáris folyamatok, például a fúzió és a bomlás sebessége határoz meg. A magfolyamatok sebessége alapvető bemeneti adat a pontos és precíz modelljólátok eléréséhez, azonban ezek nem mindig ismertek.

Egy jelentős példa, amely az elmúlt évtizedekben hátráltatta a módszer fejlődését, a kormeghatározási megközelítésünk szempontjából érdekes négy radioaktív atommag közül az egyik, a  $^{205}\text{Pb}$  bomlási sebességének meghatározása volt. Ez az atommag elektron befogásával bomlik, átlagos élettartama a hőmérséklettel és a sűrűséggel is változik, így élettartama a csillagok belsejében jelentősen változhat. Továbbá a  $^{205}\text{Pb}$  leánymagja, a  $^{205}\text{Tl}$ , bár a Földön stabil, 200 millió kelvinnél magasabb hőmérsékleten elbomolhat – ez a hőmérséklet az AGB-csillagokban elérhető. A probléma az, hogy ezek a bomlások nem mérhetők földi laboratóriumi körülmények között, hiszen a Földön a  $^{205}\text{Tl}$  stabil.

Ennek az akadálnak a megoldására egy zseniális kísérletet tervezett és hajtott végre egy nemzetközi kutatócsoport, amely 12 ország 37 intézményének tudósaitól állt. A  $^{205}\text{Tl}$  bomlása csak akkor mérhető, ha az atomot megfosztják mind a 81 elektronjától, és néhány órán keresztül ilyen rendkívüli körülmények között tartják. Ezt a németországi GSI/FAIR nehézion-kísérleti tárológyűrűjében (Experimental Storage Ring) sikerült megvalósítani. A mérést már az 1980-as években javasolták, de évtizedekig tartó fejlesztés és munka kellett ahhoz, hogy a végleges számokat be lehessen építeni az AGB-csillagok számítógépes modelljeibe. 2024-ben sikerült megbízhatóan megjósolni, hogy mennyi  $^{205}\text{Pb}$ -t löknek ki az AGB-csillagok szelei, és így mennyi volt jelen a galak-





3. ábra. A  $^{26}\text{Al}$  bomlásának vázlatos ábrája. A  $^{26}\text{Al}$  és a  $^{26}\text{Mg}$  alapállapota között túl nagy az impulzusmomentum-különbség ahhoz, hogy az  $^{26}\text{Al}$  közvetlenül  $^{26}\text{Mg}$ -ra bomoljon. A bomlás ehelyett a  $^{26}\text{Mg}$  gerjesztett állapotába történik, amely azonnal az alapállapotba kerül, nagy energiájú fotont kibocsátva

tikus csillagközi anyagban, amely végül a Naprendszerünkbe került. Más szóval, végre némi bizonyossággal meg tudtuk jósolni az  $N(t_0)$  értéket, amely a radioaktív egyenlet megoldásához és a Nap molekulafelhőben való születési időskálájának levezetéséhez szükséges. Ezt az időintervallumot viszonylag hosszúnak találtuk, a legvalószínűbb érték 10 Myr körül van, ha a másik három radioaktív atommagból kapott eloszlással együtt vizsgáljuk, amelyek ugyanazokban az AGB-csillagokban keletkeztek.

Mivel minél nehezebb a molekulafelhő, annál tovább él, és annál több csillag születhet benne, ez az eredmény megerősíti, hogy Napunk nem egyedül született, hanem egy nagy családban, sok más csillagtestvérrel, amelyek már régen szétszóródtak, és elveszítették egymást. A molekulafelhő kialakulásától a Nap kialakulásáig eltelt idő segít annak felderítésében is, hogy vajon más csillagok is fejlődtek és elpusztulhattak-e ugyanabban a felhőben, mielőtt a Nap kialakult. A legvalószínűbb 10 Myr időtartam alatt egy nagyjából 20 naptömeg minimális tömegű csillag keletkezhetett, majd pusztulhatott el ugyanabban a molekulafelhőben a Nap születése előtt – tekintve, hogy a nagyobb tömegű csillagok rövidebb életet élnek. Ez az eredmény hasznos egy másik rejtély megoldásához

is, a  $^{26}\text{Al}$  radioaktív atommag eredetének megfejtéséhez a korai Naprendszerben. Ennek  $T_{1/2} = 0,7$  Myr felezési ideje azt jelenti, hogy valószínűleg helyben hozta létre egy közeli csillag. A  $^{26}\text{Al}$  radioaktív bomlása nagy mennyiségű energiát termel (3. ábra), ami a Naprendszerben az első, nagyjából 100–1000 km méretű szilárd közzettestek felmelegedéséért volt felelős – a Földhöz hasonló bolygók később ezekből alakultak ki. A radioaktív bomlás a hőtermelésen keresztül döntő szerepet játszott ezen közzettestek hosszabb távú összetételének, például a bennük lévő víz mennyiségének meghatározásában. Ezért kell meghatározni ennek a bomlásnak a forrását is, hogy megértsük, hogy a Tejútrendszerben hogyan jött létre a Föld, a vízzel és az étellel.

#### Irodalom

- Lugaro M., Ott U., Kereszturi Á. (2018): Radioactive nuclei from cosmochronology to habitability. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 102, 1–47.
- Lugaro M., Pignatari M., Reifarth R., Wiescher M. (2023): The s process and beyond. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 73, 315–340.
- Leckenby G., et al. (2024): High-temperature  $^{205}\text{Tl}$  decay clarifies  $^{205}\text{Pb}$  dating in early Solar System. *Nature*, 635, 321–326.
- Lichtenberg T., et al. (2019): A water budget dichotomy of rocky protoplanets from  $^{26}\text{Al}$ -heating. *Nature Astronomy*, 3, 307–313.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat jelen van a **facebook**-on!



<https://www.facebook.com/people/Eötvös-Loránd-Fizikai-Társulat/100057390380604/>

# A NAGY HADRONÜTKÖZTETŐ ELSŐ SIKEREI

Veres I. Gábor

Eötvös Loránd Tudományegyetem, Atomfizikai Tanszék, Budapest  
E-mail: Gabor.Verese@cern.ch

A kísérleti részecskefizikai kutatásokkal kapcsolatban gyakran merülnek fel a fizika, különösen a mikrovilág fizikájának legalapvetőbb megoldatlan problémái és nehéz kérdései, hiszen az elsődleges célja ennek a munkának az ilyen kérdések megválaszolása. Ezek közé tartozik az anyagot felépítő részecskék (fermionok) tömegének eredete, a kis méretskálakon már biztosan nem teljes részecskefizikai standard modell kiterjesztése és az azon túli jelenségek, részecskék keresése, a Világegyetemben található anyag és antianyag mennyiségének aszimmetriája és az asztrofizikai mérésekből következtethető sötét anyag mibenléte. Vannak a kísérleti kutatásnak talán kevesebb nyilvánosságot élvező, mégis érdekes problémái és felfedezései, melyekre példa a már ismert alkotórészekből (kvarkokból) álló, de még soha nem látott részecskék (penta- és tetrakvarkállapotok) felfedezése, illetve az ismert részecskék viselkedésében felfedezett meglepő különlegességek, mint például az atommagok gluontelítődése vagy a nagy energiájú részecskeütközésekben keletkezett hadronok (kvarkokból felépített részecskék) nehezen értelmezhető kollektív mozgása.

Ezeknek a kérdéseknek a kísérleti vizsgálatához azonban számtalan eszköz, kiértékelési és szimulációs módszer, elméleti számítás precíz alkalmazására van szükség, és sokszor első látásra egészen távoli tématerülethez tartozó előzetes eredmények is szükségesek hozzá. Gondoljunk például arra, hogy egy standard modellen túli részecske felfedezése csak akkor lehetséges, ha meggyőződünk róla, hogy az általunk mért *jelet* nem tudja (pontosabban nem tudja elég nagy valószínűséggel) létrehozni egy olyan folyamat is, ami ritka ugyan, de a standard modell szerint is lehetséges (*hátteret*).

A részecskegyorsítók alapötlete, hogy két részecske (általában atommag, elektron vagy antielektron, néha neutron, foton, pion vagy kaon) ütközése során a parányi térfogatba összesűrített (mozgási) energiát ( $E$ ) felhasználva a természet a saját törvényei szerint létrehoz különböző tömegű ( $m$ ) részecskéket, melyeket vizsgálva próbáljuk ezeket a törvényeket felderíteni és megfogalmazni. Egy  $m$  tömegű részecske keletkezéséhez legalább

$E = mc^2$  energia szükséges, ahol  $c$  a vákuumbeli fénysebesség. Elméleti és kísérleti megfontolások egyértelműen arra mutatnak, hogy vannak ismeretlen, nagy tömegű részecskék, amelyek felfedezéséhez emiatt minden eddigénél nagyobb ütközési energiára van szükség. Ezért kíséri mindig, mint ahogy a Nagy Hadronütköztető esetében is, óriási figyelem egy-egy új gyorsító beindulását. Nehéz megjósolni, hogy milyen váratlan felfedezésekhez vezet az ilyenkor elérhető nagyobb energia- és tömegtartomány, de érdekes módon még az olyan egyszerű mennyiségek is csak nagyon pontatlanul láthatóak előre, mint az ütközésenként keletkezett részecskék átlagos száma – ez pedig fontos technikai információ a gyorsító működése (pl. a detektorok anyagának sugárterhelése, rosszul vagy kétszer érzékelt részecskék stb.) szempontjából, és a kis valószínűséggel létrejövő folyamatok tekintetében adhat lényeges járulékot, illetve hátteret. Sőt, mivel elméleti úton precízen nem kiszámítható, fontos információt ad az elemi részecskék dinamikájáról, és elengedhetetlen a pontos ismerete a kozmikus sugárzás, a gyorsítós neutrínofizikai kutatások és a nehézionok fizikája szempontjából is. Az ilyen típusú első mérésekre és a hozzájuk szükséges ötletekre összpontosítunk az alábbiakban.

A Nagy Hadronütköztető (LHC, Large Hadron Collider) a svájci Genfben, az Európai Részecskefizikai Laboratóriumban (CERN) működik. Elsősorban protonokat, tehát a hidrogén atommagjait gyorsítja fel a fénysebesség 99,9999991%-ára, ahol a mozgási energiájuk (osztva  $c^2$ -tel) eléri a nyugalmi tömegük 7250-szeresét. A protonok másodpercenként 11245-ször repülnek körbe a föld alatti 27 km hosszú nyalábcövekben létrehozott vákuumban, két ellentétes irányban. Több mint ezer kis csoportban mozognak, melyek egymástól (legalább) 7,5 méterre követik egymást, csoportonként nagyjából százmilliárd protonnal. Amikor két ilyen protoncsoport egymással szembetalálkozik a gyűrű négy pontján, a nagy kísérleti berendezések középpontjában, akkor lényegében sértetlenül átrepülnek egymáson – kivéve (legfeljebb) néhány tucat protont, amelyek apró méretük ( $10^{-15}$  m) ellenére éppen eltalálják egymást, míg a többiek továbbhaladnak. Összességében így milliárdos nagyságrendű proton-proton ütközés történik minden másodpercben, és a kísérletek egyik legnagyobb feladata ezek közül kiválasztani és „lefényképezni” a legérdekesebb 0,0001%-nyi ütközést, amelyeknél a legnagyobb valamilyen felfedezés esélye.

Az egyik ilyen nagy kísérleti berendezés a Nagy Hadronütköztetőnél a CMS (Compact Muon Solenoid), amely egy 100 méterrel a föld alá telepített 14 500 tonnás,  $14 \times 21$  méter méretű, rendkívül érzékeny detektorrend-



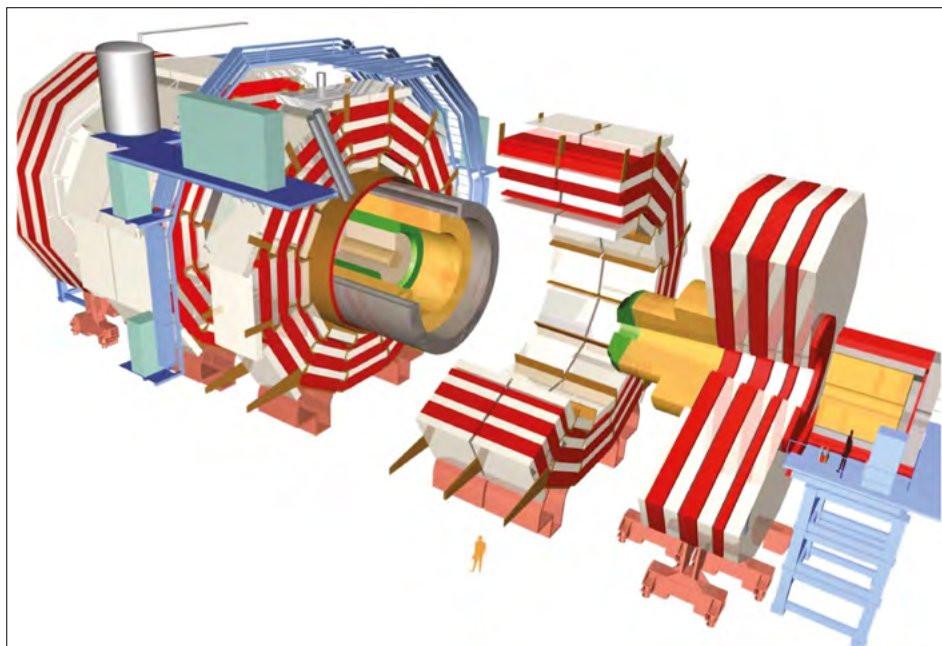
Veres I. Gábor egyetemi tanár, az ELTE TTK Fizikai és Csillagászati Intézetének igazgatóhelyettese. Érdeklődési területei: kísérleti részecskefizika, nehézion-fizika, gamma-spektrometria. Legfontosabb eredményei: kis és nagy atommagok ütközéseinek szisztematikus összehasonlítása, részecskeeloszlások mérése világrekord ütközési energiákon, felfedezések a részecskekorrelációk, illetve a kvark-gluon anyagban történő partonenergiavesztéség területén.

szer, melyet az óriási mennyiségű ütközésben keletkezett, elsősorban nagy impulzusú részecskék érzékelésére és mérésére fejlesztett ki a CMS együttműködésben részt vevő több mint 140 egyetem és kutatóintézet, köztük több hazai intézmény. A protonnyaláb körül henger-szimmetrikus eszköz vázlatos rajza az 1. ábrán látható, az áttekinthetőség kedvéért szétnyitott állapotban. Az ütközések a középpontban történnek, a keletkezett részecskék pedig minden irányban áthatolnak a detektorokon. Legbelül található a (világosbarna színnel jelölt) szilícium félvezető detektor, mely a részecskepályák nyomkövetését végzi, azaz rekonstruálja a mágneses térben haladó töltött részecskék (pionok, protonok, kaonok, elektronok stb.) útvonalát, illetve annak görbületéből a részecske kezdeti impulzusának irányát és nagyságát. Kissé távolodva az ütközési ponttól található a (zölddel jelölt) elektromágneses, illetve a (narancssárgával jelzett) hadronikus kaloriméter. Ezekben a detektorokban elnyelődnek az elektromágneses részecskék (fotonok, elektronok és antielektronok), illetve a náluk jóval nagyobb tömegű hadronok. Az elnyelődés során fényfelvillanások keletkeznek a detektorok különleges anyagában, aminek mennyiségét mérve megállapítható az egyes részecskék energiája. Az ezt követő sötét színű henger jelképezi a hatalmas, 3,8 tesla erősségű mágneses teret létrehozó szolenoid szupravezető elektromágnessel. A berendezés külső részét a mágnes vasmagja (piros) és a kísérlet névadói, a müondetektorok (szürke) foglalják el. A müon az egyetlen töltött részecske, amely átjut a kalorimétereken, mivel az erős kölcsönhatásban nem vesz részt (az atommagokat ezért alig érzékeli), míg nagy tömege (kis gyorsulása) miatt alig veszít energiát elektromágneses sugárzás révén, miközben elhalad az atommagok közelében. Az ábra jobb szélén, szintén narancssárga színnel jelölve szerepel a magyar közreműködéssel,

vasból és kvarcszálakból megépült, Cserenkov-sugárzásra alapuló, henger alakú Hadron Forward (HF) kaloriméter, melynek tervezésében és tesztelésében magam is részt vettem, és amelynek feladata a nyalábhoz közel, kis szögben kirepülő részecskék energiájának mérése.

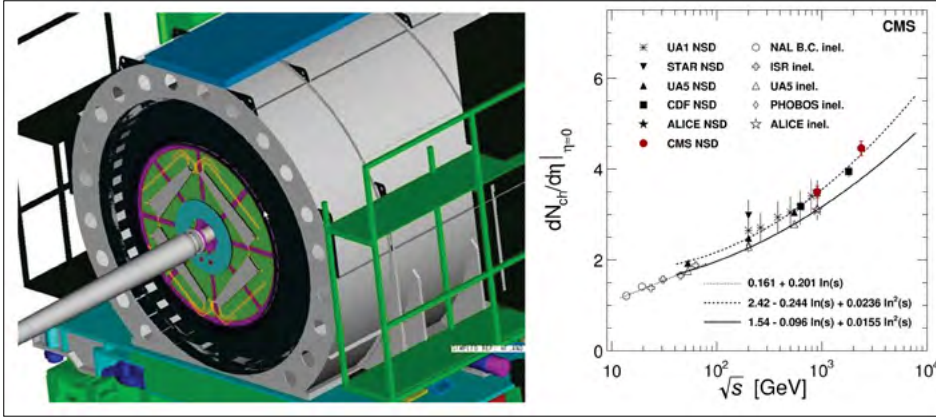
A CMS kísérlet az LHC beindulását felkészülten várta, csakhogy másodpercenként egymilliárd ütközés mérésére tervezték, nem pedig az első órákban tapasztalt, *másodpercenként kevesebb mint egy* ütközésre. Az ilyen ritkán történő, szinte észrevehetetlen, csupán néhány részecskét létrehozó ütközések hatékony érzékelésére nem volt alkalmas. Márpedig ekkorra rendkívül élénk verseny alakult ki a kísérletek között – és a több ezer kutatót tömörítő CMS kísérleten belül is – az első tudományos publikáció mielőbbi elkészítéséért. Ehhez viszont elengedhetetlen volt ennek a hatalmas detektorrendszernek egy apró, de fontos kiegészítése. Ennek érdekében az utolsó pillanatokban javasoltam, hogy egy régebbi (OPAL nevű) kísérletből származó, újrahasznosított szcintillátor érzékelőkből épített, a HF kaloriméter belső (mindkét oldalról az ütközési pont felé néző) felületére helyezett detektorral oldjuk meg az ütközések hatékony detektálását, amint azt a 2. ábra mutatja. Ehhez egy erre alkalmas logikai elektronikai elrendezést is létre kellett hoznunk, és beillesztenünk a CMS eseményválogató (trigger) rendszerébe. A nyalábhoz közeli tartományban elhelyezett, mindkét oldalon egyidőben jelet adó nyalábszcintillátor számlálónk nagy hatásfokkal jelezte, ha a kísérlet középpontjában történő ütközésről volt szó, és ez a jel indította el a félvezető nyomkövető rendszer (egyfajta digitális fényképezőgép) adatkiolvasását, majd az esemény adatainak rögzítését. Az ilyen, számunkra kívánatos események annyira ritkák voltak, hogy gyakoribb volt a CMS kísérletbe érkező protonok ütközése a kísérleten kívüli ultranagy vákuumban maradt atommagok-

kal – az ezekben keletkező részecskéket szintén érzékeltelte a szcintillátor. Ezek kizárása érdekében felhasználtuk a jobb és bal oldalon elhelyezett detektorok jeleinek időkülönbségét, hiszen ezekben a háttéreseményekben ez eltért a zérustól. A detektor harmadik funkcióját pedig azzal a várakozással terveztük és valósítottuk meg, hogy esetleg érdekes jelenségeket figyelhetünk majd meg azokban a ritka proton-proton ütközésekben, amelyek különösen sok más részecskét hoznak létre – ezeket *nagy multiplicitású* eseményeknek hívjuk. A detektor több szegmensének együttes és egyidejű akti-



1. ábra. A Compact Muon Solenoid (CMS) kísérleti berendezés vázlatos rajza



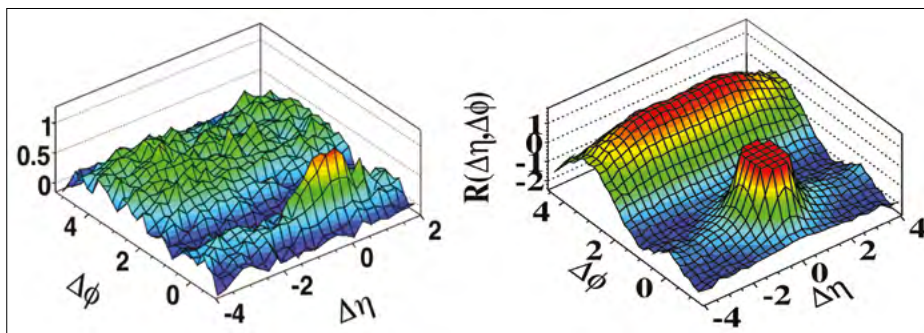


2. ábra. a nyalábszcintillátor számláló (körgyűrű és rombuszok), amely az első ütközéseket érzékelt az LHC CMS detektorában (bal oldal), valamint az első publikációban közölt eredmény a keletkezett részecskék számáról az ütközési energia függvényében (jobb oldal [1])

vitása jelezte ezeket a különleges eseményeket a kísérlet számára.

Az új gyorsító indulásakor az első publikáció előkészítését, mely a keletkezett töltött részecskék számának és szögeloszlásának mérését célozta, már évekkel korábban elkezdték. Ehhez természetesen az ütközések egyenkénti érzékelése mellett szükséges volt a 66 millió pixelből álló szilícium detektor előzetes kalibrációja, pozicionálása, és a kozmikus eredetű müonokkal történő tesztelése is. A detektor zajszintje alacsonynak ígérkezett, így remélni lehetett, hogy kevés kivétellel csak akkor fog jelet adni, ha valóban áthaladt vékony rétegein egy-egy töltött részecske. A protonnyalábbal együtt haladó müonok és más, az általunk megfigyelt proton-proton ütközésen kívüli kölcsönhatásokban keletkezett részecskék nem a névleges ütközési pontból érkező más alakú és hosszúságú területen keresztelték a henger alakú detektort, ami lehetővé tette a kiszűrésüket. A félvezető detektor két, illetve három rétegét is felhasználva egyszerű, megbízható algoritmusokat teszteltünk, és megmértük a több rétegen is áthaladó részecskék felismerésének és számlálásának hatásfokát, megbízhatóságát, tisztaságát – kezdetben csak szimulációk segítségével.

Az első ütközések jelentették az eltelt évek munkájának, a CMS kísérlet évtizedes műszerfejlesztésének és kis csoportunk munkabírásának igazi megmértetését. Sikertült kollégáinkkal rövid idő alatt elfogadtatnunk a mé-



3. ábra. Kétrészecske-korrelációk arany-arany (bal oldal [3]) és nagy multiplicitású proton-proton (jobb oldal [4]) ütközésekben

résünk három különböző módszerrel elért, egymással egyező eredményeit egy olyan helyzetben, amikor a kollaboráció a legkisebb tévedést sem engedhet meg magának, majd 72 nappal az első ütközések után beküldtük a részecskék szögeloszlásáról szóló publikációnkat. Ennek egyik eredménye látható a 2. ábrán, amely a keletkezett töltött részecskék számának energiafüggését mutatja az új világrekordot jelentő 2,36 TeV tömeg-

középponti energián [1]. Néhány hónappal később az LHC újabb világrekordot állított fel 7 TeV ütközési energiával, és ezekből az adatokból is sikerült az első publikációt néhány fős csoportunknak elkészítenie, hasonló témában [2]. Sikertült a keletkező részecskék számát 4% pontossággal meghatározni, miközben az LHC beindulása előtti fenomenológiai modellek jóslatai legalább 30%-kal eltértek egymástól, és megfigyeltük a részecskeszám váratlanul meredek emelkedését az ütközési energia függvényében. A tudományos érdeklődést már jelzi az erre a két cikkre azóta érkezett 835 független hivatkozás, de emellett a következő fél évben a CMS minden publikációja az említett nyalábszcintillátor számlálót használta az adatok megtisztítására a nemkívánatos nyaláb-gáz ütközésektől.

A CMS kísérlet első igazi felfedezése néhány hónappal ezután, váratlan témában és szerencsés körülmények között született meg. Az foglalkoztatott minket, hogy korábban a Relativisztikus Nehézion-Ütköztetőnél (RHIC, Long Island, USA, PHOBOS kísérlet [3]) az aranyatommagok kölcsönhatásaiban megfigyelt kétrészecske-korrelációk esetleg mutatkoznak-e nagy energiával ütköző protonok esetén is. Láttuk, hogy az LHC energiáján lényegesen több részecskét hoz létre átlagosan egy proton-proton ütközés, de ritka esetben jóval az átlag fölötti számú, több száz részecske is keletkezhet. Ezekben a különleges esetekben reméltünk hasonló korrelációkat felfedezni, mint a nagy atommagok esetén, bár ezt semmilyen komoly érveléssel nem lehetett alátámasztani.

Az aranyatommagok ütközéseiben mért kétrészecske-korreláció [3]. Az ütközésben keletkezett részecskék párpainak azimuttszögben ( $\varphi$ ) és polárszögben ( $\eta$ ) mért különbségei függvényében ábrázoltuk az ilyen párok



előfordulási valószínűségét, ahol a kétféle szög a szokásos henger-koordináta-rendszerben értendő, a nyalábbal a tengelyében. A kis szögmértékeknél látható csúcs természetes, hiszen a részecskefizikában ismert jelenség, hogy a nagy energiájú gluon- vagy kvarkszóródás során kirepülő kvark vagy gluon nem távozik az ütközési pontból magányosan, hanem több részecske nagyon hasonló irányban repülve, egy részecskesugarat (jetet) alkotva látható. A jet átellenes oldalán, tehát  $\Delta\varphi = \pi$  körül az impulzus megmaradása miatt találunk többletrészecskéket. Ez utóbbiak polárszögben elnyújtott struktúrát képeznek, aminek a hátterét az egymással ütköző atommagokban folyó elemi folyamatok – pl. két gluon ütközése – adják, hiszen ezek általában nem rendelkeznek azonos nyalábirányú impulzussal. Ennek az eredménynek az érdekessége tehát a kisebb „hegygerinc” a kis  $\Delta\varphi$ -nek megfelelő, polárszögben viszont elnyújtott tartományban. Ennek magyarázata a nehézion ütközése esetén azzal kapcsolatos, hogy ott a viszonylag nagy térfogatú ütközési zónában létrejön egy hagyományosan kvark-gluon plazmának nevezett, de plazma helyett inkább folyadékhoz hasonlóan viselkedő, nagyon intenzíven kölcsönható, minden irányban szétrobbanó anyagcsepp, amely nem hengerszimmetrikus, és a kölcsönhatások miatt a végállapotban megfigyelt részecskék eloszlása sem lesz az. A kétfogású mellett ez a rendszer háromfogású és magasabb rendű aszimmetriákat is mutat, és ezek eredményeképp jelenhet meg ez a korrelációs struktúra.

Felmerülhet tehát a kérdés, hogy ez a fajta kollektív mozgás, összehangolt viselkedés, amelyet a nehézionfizikában ma már természetesnek gondolunk, elképzelhető-e kisebb ütköző atommagoknál, végső esetben proton-proton ütközésekben is. Ez a kérdés jó példa arra a fajta problémára, amelyre a választ elméleti úton alig ha lehetséges előre megjósolni, viszont kísérleti vizsgálatára van remény. Az LHC gyorsító első proton-proton ütközéseit vizsgálva gyorsan kiderült, hogy a fenti, „hegygerinc” típusú korrelációk nem láthatóak. Ekkor határoztuk el, hogy megpróbáljuk kiválogatni a proton-proton események közül azokat, amelyek messze az átlagon felüli multiplicitásúak, vagyis nagyon sok részecskét keltettek. Valószínűnek tartottuk, hogy ezekben sem fogunk ilyen korrelációkat látni, de mégis szerettük volna a vizsgálatot elvégezni. Az átlagos ütközések gyűjtéséhez ugyan használtuk a nyálábszcintillátor számlálót, de az igen nagy multiplicitású események válogatásához kifinomultabb módszerre volt szükség: a kaloriméterekben követeltünk meg egy minimális energialeadást, és ezután a részecskenyomokat egyenként rekonstruálva a félvezető detektorban megszámláltuk a részecskéket. Ez az időigényes eljárás a több ezer számítógépen egyszerre futó eseménylválogató algoritmusok teljes számítási igényének mintegy felét elhasználta csak erre az egyetlen, ráadásul bizonytalan kimenetelű célra, mégis sikerült meggyőznünk a CMS kollaborációt, hogy engedélyt kapjunk a mérés végrehajtására.

Ennek eredménye az a meglepő felfedezés lett, amelyet a 3. ábra jobb oldalán láthatunk, tehát hogy csak az igen nagy multiplicitású eseményeket tekintve már a proton-proton ütközésekben is fellép a hegygerinc alakú hosszú távú kétrészecske-korreláció [4]. Ez az eredmény átalakította a nehézion-ütközések és az elemi proton-proton ütközések összehasonlításának értelmezési módszertanát, és paradigmaintéző lett azzal, hogy létrehozott egy rész-tudományágat: a kollektív viselkedés jeleinek kutatását kis ütközési rendszerekben. Mindez potenciálisan megkérdőjelezte azt az addigi elképzelést, hogy a kis atommagok ütközéseiben nem várható kvark-gluon anyag kialakulása, és emiatt azok különösebb elővigyázatosság nélkül használhatók viszonyítási alapként a nehézion-ütközések értelmezéséhez. Később nagyon hasonló korrelációkat proton-ólom ütközésekben is kimutattunk. Részletesebb és szisztematikus vizsgálatokból később az is kiderült, hogy a keletkező részecskék azimutiszög-eloszlásának aszimmetriája kis és nagy atommagok ütközéseiben hasonló mértékű, ha *azonos multiplicitású* eseményeket vetünk össze. A RHIC gyorsító ennek a témának szentelt programja során proton-arany, deuteron-arany és hélium-arany atommag-ütközéseket vizsgált annak felderítésére, hogy mivel magyarázható a részecskeeloszlások azimutális aszimmetriája. A kutatások célkeresztjébe kerültek a még elemibb elektron-pozitron, sőt, foton-ólom (ultraperiférikus atommag-atommag) ütközések is. A kérdés, hogy protonok ütközéseire létre tudnak-e hozni egy termalizálódott anyagcseppet, illetve hogy a termalizáció valóban szükséges-e a kísérletben észlelt aszimmetriák magyarázatához, máig aktívan kutatott és vitatott területe az erős kölcsönhatás vizsgálatának.

Összefoglalva, írásomban szerettem volna bemutatni, hogy lényeglátó ötleteket követő céltudatos erőfeszítésekkel szerencsés esetben nagy kollaborációkban is mód van sikeres munkát végezni, akár paradigmaváltó eredményeket elérni. Szerettem volna röviden bemutatni az erős kölcsönhatás kutatása során felmerült néhány érdekes kérdést és a hozzájuk kapcsolódó eredményt, valamint közelebbi bepillantást adni a kísérleti részecskefizikai munkába azzal a nem titkolt szándékkal, hogy az olvasóban is kedvet ébresszek hozzá.

## Irodalom

1. CMS Collaboration, Khachatryan V., Sirunyan A. M., et al. (2010): Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 2.36 TeV. *J. High Energ. Phys.*, 2010, 41. [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2010\)041](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2010)041)
2. CMS Collaboration, Khachatryan V., et al. (2010): Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 105(2), 022002. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.022002>
3. PHOBOS Collaboration, Alver B., et al. (2010): High transverse momentum triggered correlations over a large pseudorapidity acceptance in Au+Au collisions at  $[s(NN)]^{1/2} = 200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 104, 062301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.062301>
4. CMS Collaboration, Khachatryan V., Sirunyan, A. M., et al. (2010): Observation of long-range, near-side angular correlations in proton-proton collisions at the LHC. *J. High Energ. Phys.*, 2010, 91. [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2010\)091](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2010)091) [665 független idéző]

# AZ ULTRAGYORS NANOOPTIKÁTÓL A FEMTOSZEKUNDUMOS ANYAGTUDOMÁNYIG

Dombi Péter<sup>1,2</sup>

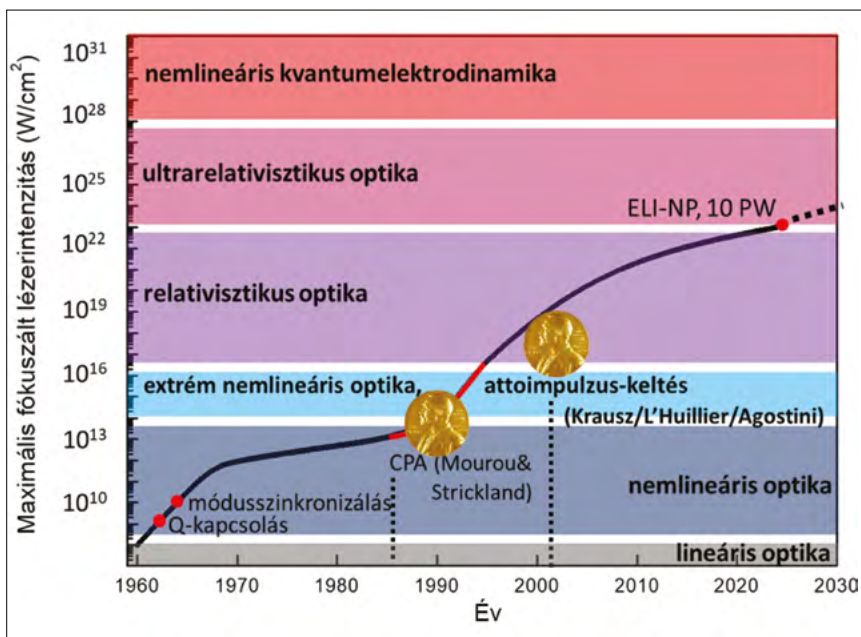
<sup>1</sup>HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

<sup>2</sup>ELI ALPS Lézeres Kutatóintézet, Szeged

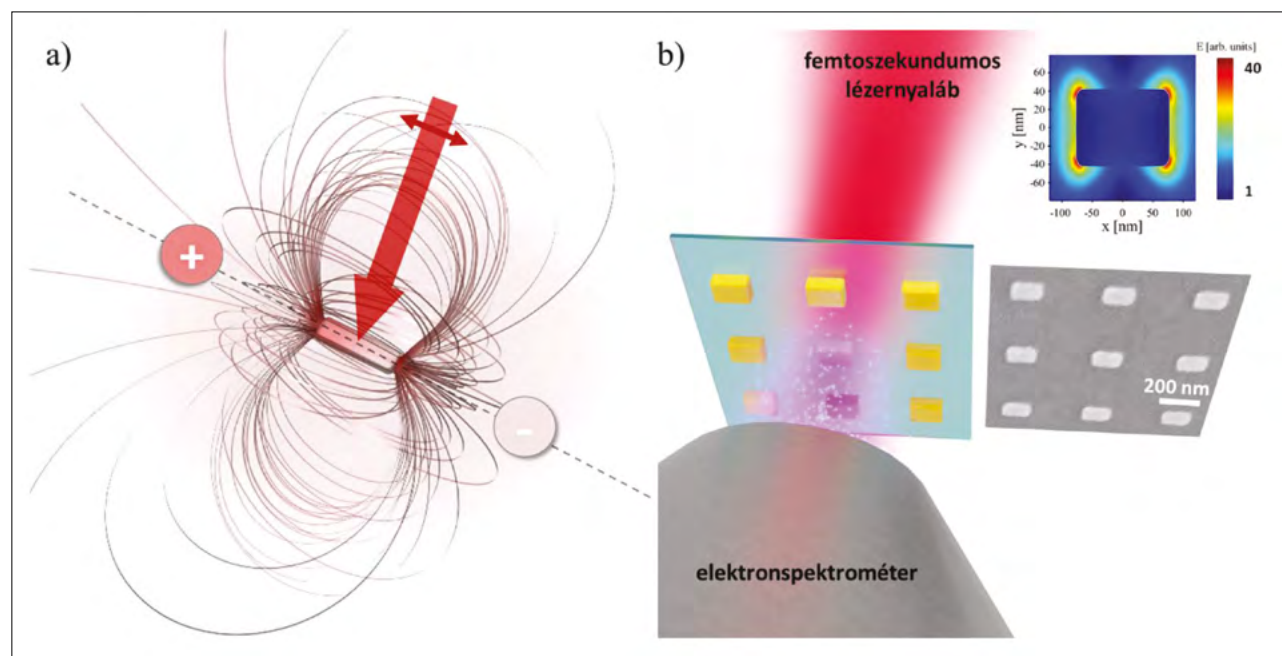
E-mail: dombi.peter@wigner.hun-ren.hu

Az első lézert 1960-ban építették meg az USA-ban, és azóta töretlen a fejlődés ezen a területen, nemcsak az alkalmazások terén, hanem a lézeres fizikai alapkutatásokban is. Az 1. ábra az impulzusüzemű lézerek technológiájának a fejlődését mutatja be: ahogy egyre nagyobb fényintenzitás vált elérhetővé újabb erősítési és impulzuskompressziós módszereknek köszönhetően, úgy váltak újabb és újabb fény-anyag kölcsönhatási tartományok kísérletileg is hozzáférhetővé. Ennek köszönhetően az ELI lézerei is a határok áttörését szolgálják; például a bukaresti ELI 10 PW-os csúcshintenzitású lézérével a jövőben ultrarelativisztikus optikai folyamatok is vizsgálhatóvá válnak (1. ábra).

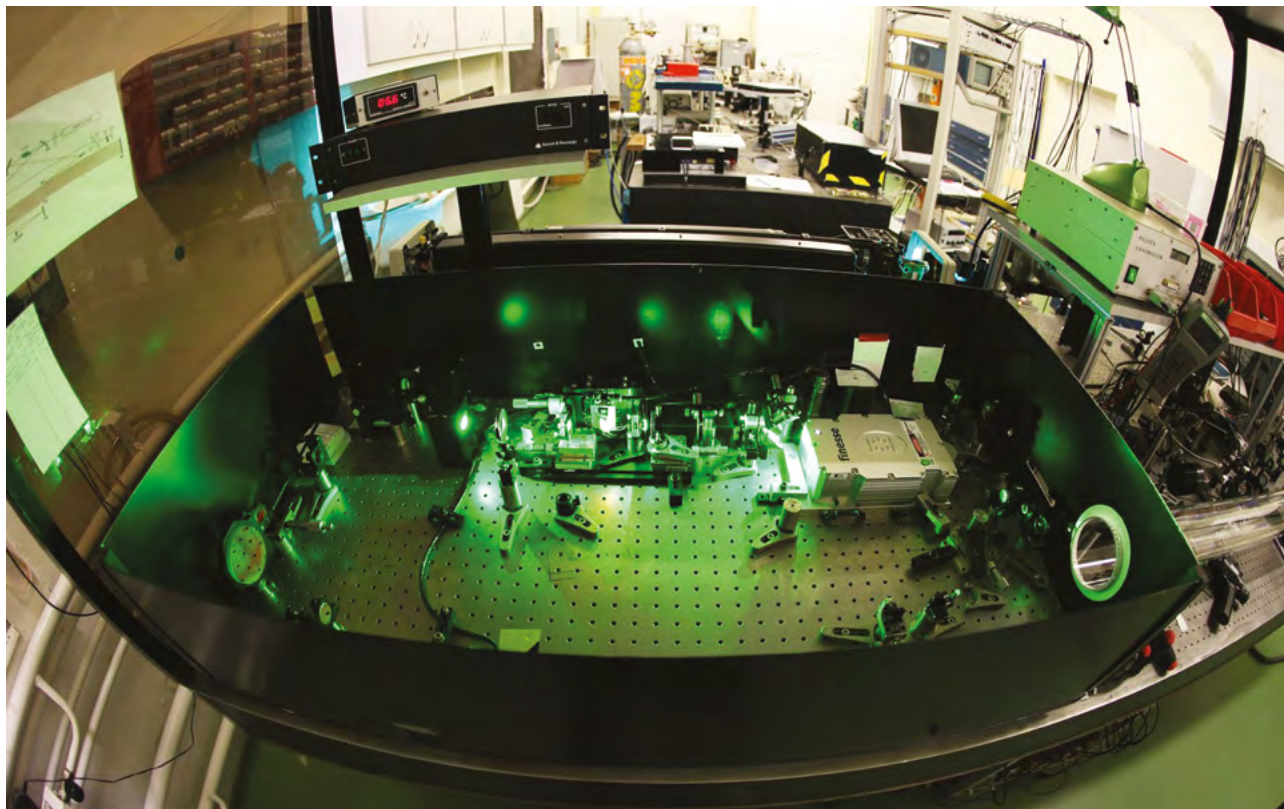
Viszont térjünk vissza az alacsonyabb intenzitásúhoz, amikor a lézert fény még nem kelt plazma halmazállapotot az anyagból, és



1. ábra. A lézernyalábok fókuszált intenzitásának aktuális rekordértékei az év függvényében. Látható, hogy a Nobel-díjjal kitüntetett attoszekundumos kutatások nem az elérhető legnagyobb intenzitásúknál folynak. Ebben a cikkben is az extrém nemlineáris optika, a nemlineáris optika és a lineáris optikai folyamatok érdekes új jelenségeit mutatjuk majd be



2. ábra. (a) Lokalizált felületi plazmonok keltésének mechanizmusa fém nanorészecskén. (b) Kísérleti elrendezés nanoemitterekről kilépő fotoelektronok vizsgálatára



3. ábra. Saját építésű hosszú rezonátoros titán-zafírlézer, mely 90 fs-os, 250 nJ-os impulzusokat biztosít (Csillebérc, 2010 körül)

megmarad a minták eredeti anyagszerkezete! Ebben az intenzitástartományban különösen érdekes az a kölcsönhatás, amikor a rövid impulzusú lézernyaláb egy fém nanorészecskével hat kölcsön.

Adott hullámhossz mellett megfelelő méretű fém nanorészecskét használva a lézertér elektromos tere töltéssűrűség-oszcillációt hoz létre, ezt lokalizált felületi plazmának nevezzük. Rezonáns esetben ez erős töltésszeparációhoz és így nagy térerősséghez vezet, ahogyan azt a 2a. ábra mutatja. A nanorészecske végénél kialakuló elektromos tér a lézertér amplitúdómaximumának akár ötven-százszorosát is elérheti, vagyis ezzel a módszerrel kis lézerekkel is erős elektromos tereket tudunk létrehozni. További érdekességként pedig a tér nanométeres méretskálán lokalizált lesz, jóval az adott hullámhosszhoz tartozó diffrakciós korlát alatt.

Az ilyen plazmontérben a kölcsönhatások érdekes, új arcukat mutatják a kutatóknak. Egy nagy visszhangot

kiváltó publikációban például elsőként mutattuk meg a nanorészecskékről történő erőstér-fotoelektronemissziót [1]. A kísérletet a Wigner Fizikai Kutatóközpontban megépített első hazai hosszú rezonátoros femtoszekundumos lézertérrel végeztük el, a 3. ábra ennek a lézertérnek a 2010 körüli állapotát mutatja be az első ilyen kísérletek elvégzésének idejében.

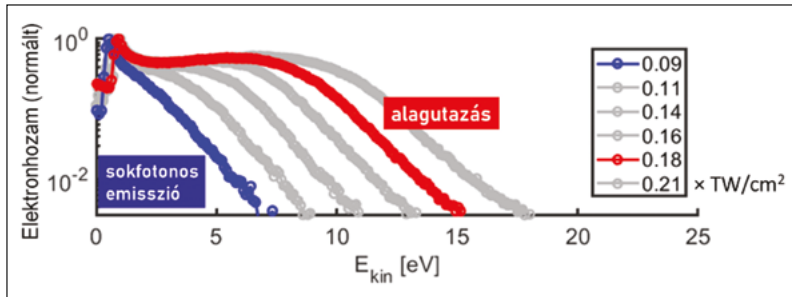
Szintén fontos előrelépést tettünk 2017-ben, amikor fotoelektron-spektrumok elemzésével elsőként demonstráltunk nem destruktív mérési módszert plazmonikus nanorészecskék térnövekményének kísérleti úton történő meghatározására [2]. Időközben lehetőségünk nyílt elektronspektroszkópiai eszközeink továbbfejlesztésére is: az eredetileg használt ellentéres és repülési idő-spektrométereink helyett a legújabb eredményeinket már jellemzően egy hemiszférikus elektronspektrométer használatával nyerjük (4. ábra). Ez a kutatási irány újabb budapesti felfedezéseket tett lehetővé az elmúlt években – például fotoelektronok nem adiabatikus alagutazásával kapcsolatban [3]. Szépen megmutatkozott a lézertér kettős, részecske-hullám természete az újrászóródó elektronok vizsgálatokor [4]. Az erőstér-nanoptikai folyamatok vizsgálata egy olyan új kutatási irányt alapozott meg a 2010-es években, amelyet 2020-ban egy kiemelkedően hivatkozott összefoglaló cikkben tekintettünk át [5].

A legkorszerűbb femtoszekundumos lézerek azonban új kísérleti kutatási irányok nyitását is lehetővé tették, pl.

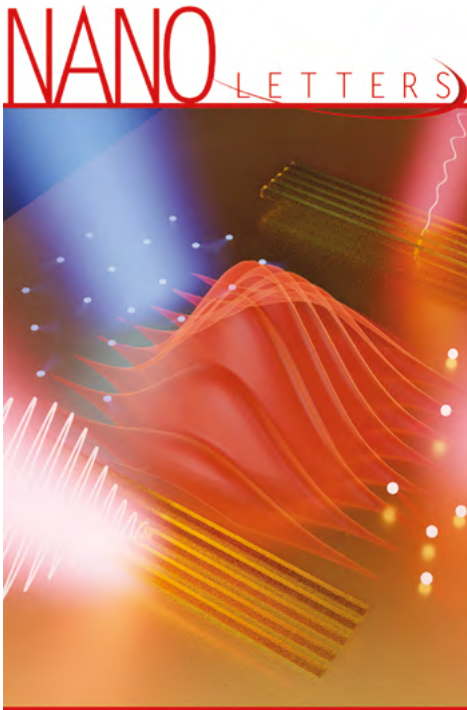


Dombi Péter, az MTA doktora, az MTA Lézerfizikai Bizottságának elnöke. A HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont Lendület-csoportvezetője, a szegedi ELI-ALPS lézertábor vezetője. Kutatási területei a lézerfizika, a nanooptika és az ultragyors fényanyag kölcsönhatási folyamatok vizsgálata.





4. ábra. Tipikus fotoelektron-spektrumok alacsony lézerezintenzitásoknál, ahol a sokfotonos emissziós mechanizmus dominál (kék görbe) és magasabb lézerezintenzitásoknál, ahol az elektronok többsége alagutazással lép ki a felületről (vörös görbe)



5. ábra. A Wigner FK plazmonos pumpa-próba kísérletének illusztrációja a *Nano Letters* folyóiratban [7]

a forró elektronokkal kapcsolatban. A forró elektronok olyan elektronok, amelyek pl. fény hatására történő gerjesztés során rövid időre a Fermi-Dirac-eloszlástól eltérő eloszlást vesznek fel anélkül, hogy (a fotoelektronokkal ellentétben) kilépnének a fémből. Az ilyen elektronok jól használhatók pl. napelemek hatásfokának a növelésére vagy akár fotokatalitikus folyamatokban is.

Femtosekunderumos lézereinkkel és teljesen új, általunk kifejlesztett kísérleti elrendezésekkel sikerült a forró elektronok lokalizációjáról és azok dinamikájáról (5. ábra) is információt nyernünk [6, 7]. Ennek keretében egy hangolható lézerral külön tudtuk vizsgálni fémekben a sávon belüli és a sáv-sáv átmenetek dinamikáját is. A pumpanyaláb hullámhossza vagy 480 nm volt (sáv-sáv átmeneteket keltve), vagy 800 nm (sávon belüli átmenetet indukálva). Az elektrondinamikát mindkét esetben 800 nm-es próbanyalábbal szondáztuk, közel 40 fs-os időfelbontással. A kísérleti eredmények jól illeszkedtek

az elektrongáz háromhőmérséklet-moddjén alapuló leíráshoz is, azonban még fontosabb, hogy a fémfelületen végighaladó optikai hullámcsomagnak olyan mély (40 %-os) modulációját észleltük, amely egyértelműen egy ultragyors nanooptikai tranzisztor működését jelezte ebben a kísérleti konfigurációban [7].

A Wigner Fizikai Kutatóközpontban behatóan vizsgáltuk továbbá dielektrikumok tranziens fémesedését is [8, 9]. Kellően rövid lézerimpulzus hatására ugyanis tiszta dielektrikumközegekben

is tudunk áramot kelteni, melyet a nyaláb fókuszoltja közelében megfelelően elhelyezett elektródákkal mérni is tudunk. Ez az áramkeltési mechanizmus mindössze tíz éve ismert, és a kutatócsoportunk elsőként tudta ezt gyakorlati célokra (pl. lézernyalábok 3D fázisszkenelésére) használni [9].

Szót kell még ejteni a szegedi ELI lézereközpont új kutatási irányairól is [10]. A nemrég beüzemelt NanoESCA berendezéssel például kiválóan vizsgálható különböző szilárdtestek sáv szerkezeti dinamikája – természetesen szintén femtoszekunderumos gerjesztés hatására. A berendezéshez a világ minden tájáról érkeznek kísérleti felhasználók, és az első eredményeket egy érdekes két-dimenziós anyagban (hexagonális bór-nitrid nanohálón) a közelmúltban publikáltuk [10].

Ezekről a kutatásokról mindig friss áttekintést adunk a [www.femtolab.hu](http://www.femtolab.hu) honlapon, így akik a természet leggyorsabb folyamatai kapcsán kíváncsiak az újdonságokra, érdemes meglátogatniuk ezt a weblapot [11]. Az oldalon több ismeretterjesztő előadás felvétele is megtalálható, átfogva a lézeres, optikai, nanofotonikai, fényanyag kölcsönhatási témaköröket, így ezek az anyagok a középiskolai fizikaoktatásban is felhasználhatók. A kutatócsoport tagjai pedig örömmel vállalkoznak gimnáziumi és egyetemi bemutató előadások tartására is a modern optika legkülönbözőbb témaköreiben.

## Irodalom

1. P. Dombi, A. Hörl, P. Rácz, I. Marton, A. Trügler, J. R. Krenn, U. Hohenester (2013): *Nano Lett.*, 13, 674.
2. P. Rácz, Z. Pápa, I. Márton, J. Budai, P. Wrobel, T. Stefaniuk, C. Prietl, J. R. Krenn and P. Dombi (2017): *Nano Lett.*, 17, 1181.
3. B. Lovász, P. Sándor, G. Z. Kiss, B. Bánhegyi, P. Rácz, Z. Pápa, J. Budai, C. Prietl, J. Krenn, P. Dombi (2022): *Nano Lett.*, 22, 2303.
4. B. Bánhegyi, G. Zs. Kiss, Zs. Pápa, P. Sándor, L. Tóth, L. Péter, P. Rácz, P. Dombi (2024): *Phys. Rev. Lett.*, 133, 033801.
5. P. Dombi, Z. Pápa, J. Vogelsang, S. V. Yalunin, M. Sivis, G. Herink, S. Schäfer, P. Groß, C. Ropers, C. Lienau (2020): *Rev. Mod. Phys.*, 92, 025003.
6. J. Budai, Z. Pápa, P. Petrik, P. Dombi (2022): *Nature Comm.*, 13, 6695.
7. P. Sándor, B. Lovász, J. Budai, Z. Pápa, P. Dombi (2024): *Nano Lett.*, 26, 8024–8029.
8. V. Hanus, et al. (2021): *Optica*, 8, 570.
9. V. Hanus, et al. (2023): *Nature Comm.*, 14, 5068.
10. G. Halasi, et al. (2024): *npj 2D Mat. Appl.*, 8, 48.
11. [www.femtolab.hu](http://www.femtolab.hu)



A grafén, a grafitkristály egyetlen atomnyi vastag, különálló kristálysíkja számos lenyűgöző tulajdonsággal rendelkezik: a legjobb elektromos vezető szobahőmérsékleten, kiváló hővezető, páratlan a szakítószilárdsága, ugyanakkor optikai tulajdonságai első ránézésre nem különösebben tűnnek izgalmasnak. A mérések azt mutatták, hogy egyetlen grafénréteg a fény hullámhosszától függetlenül, a teljes látható tartományban a rá eső fény 2,3%-át nyeli el. Bár ez az érték szokatlanul nagy, az elnyelés egy pusztán egyetlen atom vastagságú anyagtól, a pontos elnyelési értéket viszonylag egyszerűen levezethetjük az optikai transzmisszióhoz a grafén optikai vezetőképessége függvényében történő kifejezéséből. Ezt elvégezve azt kapjuk, hogy a grafén elnyelése egy univerzális  $\pi\alpha$  értéket vesz fel, ahol  $\alpha = 1/137$  a finomszerkezeti állandó. Gyakorlati szempontból úgy tekinthetjük, hogy a grafén a teljes látható optikai tartományban átlátszó.

A grafén fényvel való kölcsönhatásának egy új és sokkal izgalmasabb fejezete nyílt, amikor két kutatócsoport egymástól függetlenül kísérletileg megmutatta, hogy a fény képes plazmonjellegű kollektív gerjesztéseket létrehozni a grafén különleges elektronrendszerében [1, 2]. A plazmonokat a fény által egy fém elektronrendszerében keltett kollektív oszcillációként képzelhetjük el. Az első mérések megmutatták, hogy a grafénplazmonok frekvenciája nem a látható fénynek megfelelő frekvenciatartományba, hanem a távoli infravörös és a THz-es tartományokba esik. A kísérletek során 10 mikrométeres hullámhosszú infravörös fényvel világítottak meg egy grafénmintát, a fény becsatolásához egy fémmel bevont atomerő-mikroszkóp (AFM – atomic force microscope) hegyét használták, amely nanométeres távolságra helyezkedett el a grafén felett. A tű hegyén keresztül a fény becsatolódt a grafénba, gerjesztve annak elektronrendszerét, létrehozva a grafénplazmonokat. A fémes bevonatú, nanométeres görbületi sugarú hegygel rendelkező AFM-tűre azért volt szükség, mert a közel merőleges beesésű gerjesztő fény impulzusának nincs a grafén síkjába eső komponense, így nem képes hatékonyan becsatolódni abba. A fény által gerjesztett terjedő plazmonmó-

dusok a grafénminta éleiről és hibáiról visszaverődve, a tübből éppen induló plazmonokkal interferálnak, és ezzel a távotérben detektálható intenzitásmodulációt hoznak létre a szórt fényben. Ily módon a becsatoló AFM-tűvel pásztázva a grafénminta felületét, a helyfüggő (az AFM-tű pozíciójának függvényében ábrázolt) szórt intenzitás direkt módon kirajzolja az plazmonok interferenciamentázatát. Az itt részletezett kísérleti módszert szórás (vagy apertúramentes) pásztázó optikai közelter-mikroszkópiának (SNOM – scanning near-field optical microscopy) nevezzük. A megfigyelt grafénplazmonok hullámhossza a SNOM mérésekben a száz nanométeres nagyságrendbe esett. Vagyis a becsatolt fény hullámhossza a grafénban több mint két nagyságrenddel csökkent. Ennek a „fényűritésnek” a következtében a grafénplazmonok nagyon erős elektromos közelterekkel rendelkeznek, vagyis környezetükben jelentősen felerősítik a fény-anyag kölcsönhatást. Ennek a jelenségnek az egyik gyakorlati alkalmazása az úgynevezett felületerősített Raman-szórás (SERS – surface enhanced Raman scattering), amikor a plazmonok erős elektromos terébe kerülő molekulák Raman-szórásának hatás keresztmetszete több nagyságrenddel megnő, lehetővé téve, hogy nagy érzékenységgel, vagyis nagyon kis koncentrációban is detektálható legyen a Raman-jelük. A felületerősített Raman-spektroszkópia a jelenleg létező optikai érzékelő módszerek közül az egyik legérzékenyebb [3]. A gyakorlatban felületerősített Raman-szórást leggyakrabban arany vagy ezüst nanorészecskékből álló rétegekkel hoznak létre. A fém nanoszemcsékben létrejövő lokalizált plazmonok erős elektromos közelterei sok nagyságrenddel képesek felerősíteni a környezetükbe kerülő molekulák Raman-jelét. Ugyanakkor a fém nanorészecskékből felépülő SERS-hordozóknak van egy jelentős gyakorlati hátránya: a környezeti stabilitásuk meglehetősen limitált, néhány órán belül is jelentősen csökkenhet az erősítési tényezőjük. Felmerül a kérdés, hogy a grafénplazmonok is használhatók lennének-e a Raman-szórás erősítésére, különösen annak fényében, hogy kivételesen erős közelterek jellemzik őket. Ennek megvalósítására azonban frekvenciájukat a látható fény frekvenciatartományának közelébe kell hangolnunk, mert a Raman-spektroszkópiás mérések itt végezhetőek el hatékonyan.

A legegyszerűbb, klasszikus közelítésben a grafénplazmonok rezonanciafrekvenciája felírható  $\omega_p \sim [E_F/D]^{1/2}$  alakban, ahol  $E_F$  a grafén Fermi-energiája,  $D$  pedig a grafén jellemző laterális mérete. Ahhoz tehát, hogy a grafénplazmonok frekvenciáját növeljük a látható tartomány irányába, vagy a Fermi-energiát kell megnövelni, vagy a grafén szerkezetek méretét csökkenteni. A Fermi-energia a töltéshordozók koncentrációjától függ ( $E_F$



Tapasztó Levente a Magyar Kutatási Hálózat Energiatudományi Kutatóközpont Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézetének tudományos tanácsadója és Nanoszerkezetek Laboratóriumának, valamint a BME Fizika Karának kutatóprofesszora. Egy Junior Prima díjjal kitüntetett Lendület- és ERC-ösztöndíjas kutatócsoport vezetője. Fizikusi diplomát a kolozsvári Babeş-Bolyai Tudományegyetemen, PhD-fokozatot az ELTE Fizika Doktori Iskolájában szerzett. 2023 óta az MTA doktora. Kutatási területe a nanoskalájú anyagtudomány, azon belül a kétdimenziós anyagok kutatása.

$\sim \sqrt{n}$ ), tehát dópolással hangolható. Könnyen belátható, hogy a Fermi-energia jelentős eltolásához irreálisan nagymértékű dópolásra volna szükség, amely az alkalmazások szempontjából releváns körülmények között nem lehet stabil. A másik lehetőség, hogy a kétdimenziós grafénsíkból grafén nanoszerkezeteket hozunk létre. Az elméleti becslések alapján ezeknek a szerkezeteknek a laterális méretét 10 nm alá kell csökkentenünk ahhoz, hogy a bennük lokalizált plazmonok frekvenciája a látható tartományba kerüljön. Ennek kísérleti megvalósítása során a kétdimenziós grafénrétegből grafén nanoszalagokat hoztak létre. A szalagok szélességének csökkentésével a plazmonok sajátfrekvenciája valóban növekedett, ám ezzel párhuzamosan a plazmon rezonanciagörbéje is fokozatosan ellaposodott, vagyis a plazmonok élettartama csökkent a grafén szerkezetek méretének csökkenésével [4]. Ennek okai a grafénéleken végbemenő szórás és relaxációs folyamatok. Ahogy a grafén szerkezet mérete csökken, az élek hatása egyre dominánsabbá válik, egyre erősebben csillapítva a plazmon-gerjesztéseket, csökkentve azok élettartamát. A mérések azt mutatták, hogy kb. 50 nm széles szalagok esetében a plazmonrezonancia szinte teljesen eltűnik.

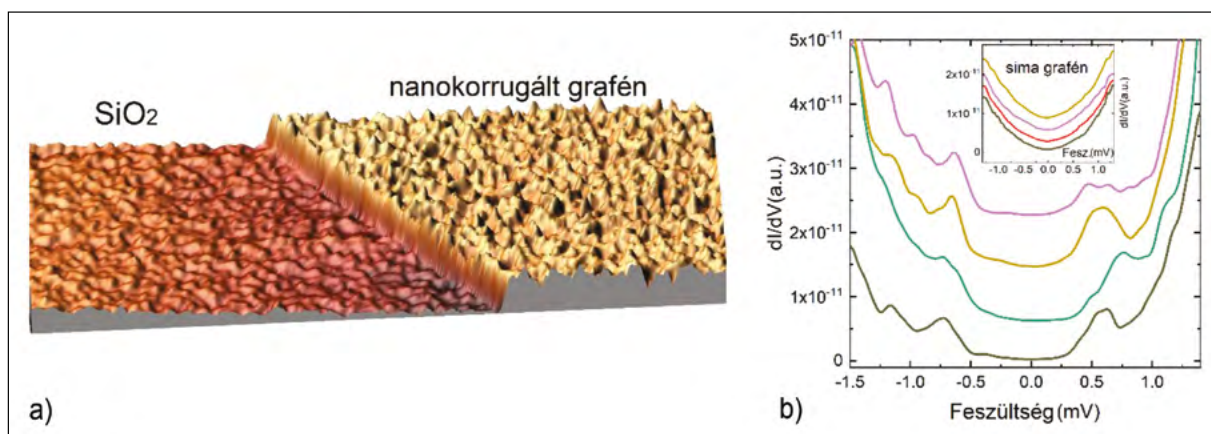
Ekkor tehát úgy nézett ki, hogy a két rendelkezésünkre álló paraméter közül egyik sem alkalmas arra a gyakorlatban, hogy a grafén plazmonok frekvenciáját a látható tartományba skálázza fel.

Kézenfekvő ötletnek tűnhet, hogy élek nélkül, elektromos potenciál segítségével zárjuk be a grafén plazmonokat. Ez azonban a grafénban szintén megoldhatatlan feladat az úgynevezett Klein-alagutazás jelensége miatt, vagyis mivel a grafén nulla effektív tömegű töltéshordozói bizonyos beesési irányok mentén bármilyen elektrosztatikus potenciálfalon át tudnak hatolni.

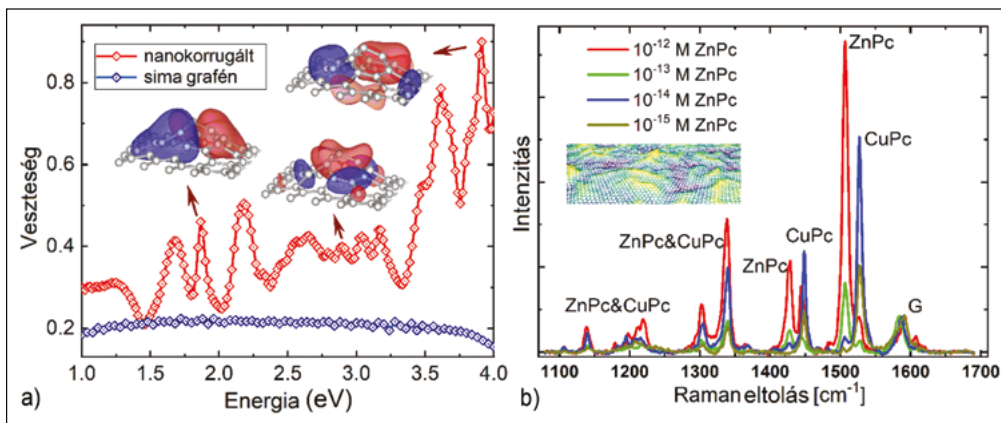
Az áttörést jelentő ötletünk [5] az volt, hogy a grafén töltéshordozóit be lehet zárni élek nélkül, nanométeres skálájú mechanikai feszültség (deformáció) segítségével is. Ehhez azonban minden korábbinál erősebb nanoskálájú gyűrődéseket kell létrehozni a grafén atomi szerkezetében. A grafén szerkezete egyébként sem tökéletesen

sík. A  $\text{SiO}_2$  hordozón található grafénban egy véletlenszerű magasságmoduláció figyelhető meg, abból adódóan, hogy a grafén közel atomi skálán képes követni a hordozó felületének egyenetlenségeit. De a szabadon álló (felfüggesztett) grafén szerkezetét is enyhe nanométeres hullámszerűség stabilizálja [6]. Ahhoz viszont, hogy a grafén tulajdonságait lényegesen befolyásolja atomi szerkezetének korrugációja, sokkal nagyobb amplitúdójú érdességre van szükség, mint a korábban megfigyelt szerkezeti modulációk. Ennek megvalósítására kidolgoztunk egy ciklikus hőszokkokon alapuló eljárást, amely lehetővé tette, hogy a grafén szerkezetében minden korábbinál nagyobb amplitúdójú, nanoskálájú gyűrődéseket hozunk létre. Az eljárás során  $\text{SiO}_2$  hordozón található grafént hőszokkoknak tesszük ki úgy, hogy hirtelen betoljuk egy  $350^\circ\text{C}$ -os kemencébe, majd ugyanolyan gyorsan eltávolítva onnan, visszahűtjük szobahőmérsékletre. Az eljárást többször megismételjük, miközben a kemence hőmérsékletét lépcsőzetesen növeljük  $400^\circ\text{C}$ -ig. A hőkezelési eljárás után a grafén atomi szerkezetét (topográfiaját) pásztázó szondás módszerekkel vizsgáltuk. A nagy felbontású pásztázó alagútmikroszkópos (STM) vizsgálatokhoz a szigetelő  $\text{SiO}_2$  hordozón található grafénkristályokat elektromos kontaktussal láttuk el. Az STM-mérések során komoly technikai kihívást jelentett, hogy az STM-tűnek ezeken a jellemzően 10 mikron körüli, elektromos kontaktusokkal rendelkező grafénkristályokon kellett landolnia, különben a szigetelő hordozóba fúródik, és tönkremegy. A ciklikus hőkezelésnek kitett grafénmintákon készült AFM-képek megmutatták, hogy azok szerkezetében valóban egy véletlenszerű, erős nanokorrugáció (gyűrődés) jött létre (1a. ábra). A gyűrődések jellemző laterális mérete 5 nm, míg a magasságuk meghaladja az 1 nanométert.

A grafénsíknak ilyen erős nanoskálájú meggyűrődését két kiemelkedően erős hatás versengése eredményezi. Egyrészt a  $\text{SiO}_2$  hordozóra helyezett grafénban óriási mechanikai feszültségeket tudunk kelteni a hőmérséklet változtatásával, a grafén és a hordozó eltérő előjelű hőtágulási együtthatója miatt. Másrészt a grafén



1. ábra. a) A ciklikus hőszokkokkal meggyűrűt grafén AFM-képe minden korábbinál erősebb nanoskálájú gyűrődéseket (kb. 5 nm laterális méret, 1 nm magasság) mutat. b) Alagútspektroszkópiai mérések graféngyűrődéseken jól azonosítható csúcsokkal (0,5 és 1 eV környékén), amelyek a töltéshordozók kvantumos bezártságát mutatják. Összehasonlításképp, a kvázisima grafénon mért alagútspektrumok nem mutatnak csúcsokat



2. ábra. a) A nanogyűrű (piros görbe) és sima (kék görbe) grafén optikai gerjesztései a látható frekvenciatartományban, az elméletileg számolt elektronenergia-vesztés alapján. A gyűrű grafén esetében jól azonosítható veszteségi csúcsok jelennek meg, amelyekből több a gyűrűdésre lokalizált, plazmonjellegű optikai gerjesztésnek felel meg. b) Felületerősített Raman-szórás gyűrű grafénmintán, amely segítségével extrém hig oldatokból is sikerült detektálni cink-ftalocianin molekulákat Raman-spektroszkópiával

és a SiO<sub>2</sub> hordozó között nagyon erős adhézió lép fel [7]. A két versengő folyamat erejét jól mutatja, hogy a hőszokknak kitett grafénmintákon gyakran figyeltük meg a grafén szakadását, amely csak 20% körüli deformációnál várható.

A gyűrűsi folyamat a melegítési szakasszal indul, ilyenkor a hordozó kiterjed, a grafénréteg pedig próbál összehúzódni, ezáltal egy erős nyújtó feszültség hat rá. Ez bizonyos területeken a grafénréteg lokális megcsúszásával jár a SiO<sub>2</sub> hordozó felületén. A hűlési szakaszban ébredő erős összenyomó feszültségek hatására a grafén több helyen elválik a hordozó felületétől, és merőleges irányban kihajlik, felgyűrűdik, így relaxálva az összenyomó feszültséget.

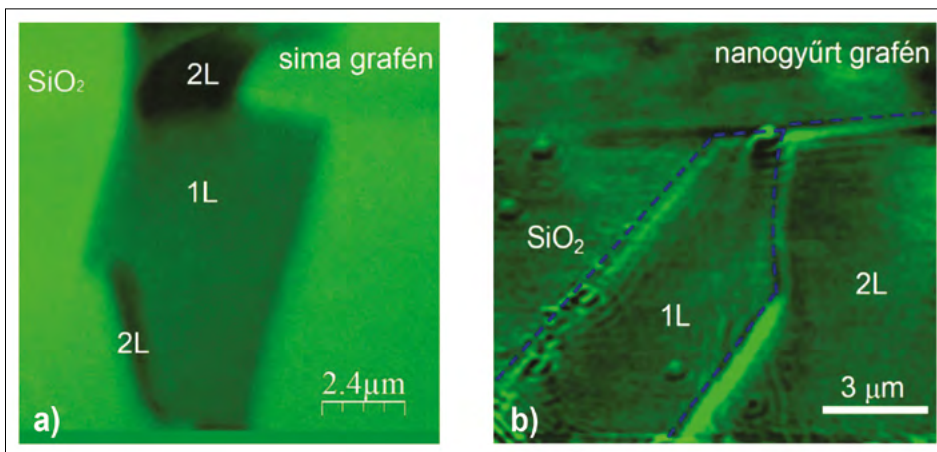
Következő lépésként alagútspektroszkópiai mérésekkel megvizsgáltuk, hogyan hat a grafén elektronszerkezetére az erős nanoskálájú gyűrűdés. A mérések a grafén sáv szerkezetének jól észlelhető változásait mutatták a  $\pm 0,5$  és  $\pm 1,0$  V feszültségértékek környékén megjelenő csúcsok formájában (1b. ábra). Ezek a csúcsok nem figyelhetők meg a közel sima grafénrészekben. A megfigyelt csúcsok a töltéshordozók kvantumozott bezártságának (lokalizációjának) a jelei [8]. A csúcsok távolságából meg lehet becsülni a jellemző lokalizációs hosszát, amelyre 3–4 nm értéket kaptunk, jó egyezésben a grafén gyűrűdés geometriájával. Sűrűségfüggő elméleten (DFT – density functional theory) alapuló szimulációkkal is megvizsgáltuk az alagútspektrumokban (a lokális elektron-állapotsűrűségben) megfigyelt csúcsok eredetét. Azt találtuk, hogy ezeknek a csúcsoknak megfelelő elektronállapotok teljes mértékben a grafén gyűrűdésekre lokalizáltak. Az él nélküli lokalizáció a grafén gyűrűdéseken a deformált rácsban mozgó töltéshordozók pályájával magyarázható. Megmutatható, hogy a mechanikai feszültség (rácsdeformáció) hatása a grafén töltéshordozóira hasonló egy külső mágneses tér hatásához, ezért ezt pszeudomágneses térnek nevezték el [9]. Az általunk létrehozott grafén nanogyűrűdéseken létrejövő pszeudomágneses terek erőssége becslésünk

alapján eléri az ezer teslát. Ezek az erős pszeudomágneses terek nem homogének, ezért nem alakulnak ki Landau-nívó jellegű állapotok, de létrejöhetnek a gyűrűdés peremén körbefutó zárt pályák, amelyeket kvázi-Landau-szinteknek nevezünk [10].

A lokalizációs folyamatot értelmezni lehet a töltéshordozók szórásának a szemszögéből is. Közismert, hogy a grafén szobahőmérsékleten páratlan vezetőképessége annak köszönhető, hogy a töltéshordozók visszaszórása lassan változó (nem atomi skálán éles) potenciálokban tiltott az alrácsszimmetria miatt. Ezt a jelenséget egy pszeudospin-jellegű megmaradó mennyiséggel írhatjuk le. Habár a gyűrűdés az éllel ellentétben nem hoznak létre atomi skálán éles szórópotenciált, a lokalizációhoz szükséges visszaszórás mégis lehetségessé válik bennük, ugyanis a létrejövő erős pszeudomágneses terek elforgatják a töltéshordozók pszeudospinjét, így megengedette téve a sima grafénban tiltott visszaszórási folyamatokat és ezáltal a lokalizációt. Ezeket a visszaszórási folyamatokat a grafén gyűrűdéseken Raman-spektroszkópia segítségével is megfigyeltük [11]. Tehát egy egyszerű hőszokkra alapuló hőkezelési eljárással sikerült jelentősen megváltoztatnunk a grafén elektronszerkezetét.

Ezután elméleti számítások segítségével megvizsgáltuk a módosított elektronszerkezettel rendelkező gyűrű grafénrétegek optikai tulajdonságait. A szerkezetileg sima grafén vezetőképességére  $\sigma_0 = (e^2/4\hbar)$  érték adódik a teljes infravörös és látható tartományban. A gyűrű grafén szerkezet esetében az infravörös tartományban a vezetőképesség nem tér el ettől jelentősen, ám a látható tartományban (400–800 nm) határozott csúcsok jelennek meg a vezetőképességben a sima grafénhoz viszonyítva. Ez már előre jelzi, hogy az erős nanoskálájú gyűrűdés hatására vannak a grafén optikai tulajdonságaira is. Ennek szemléltetésére kiszámoltuk a gyűrű grafén elektronenergia-vesztés (EELS – electron energy loss spectroscopy) karakterisztikáját [12] (2a. ábra).





3 ábra. Pásztázó optikai közeltermikuszkópos felvételek kvázisima (a) és nanogyűrt grafénmintákon (b). A gyűrt grafénmintán éles intenzitásmaximumok figyelhetők meg az élek közelében, illetve egy lecsengő oszcilláció, amely a látható frekvenciájú grafénplazmonok interferenciámintázatának tulajdonítható

A 2a. ábrán látható, hogy számos jól definiált veszteségi csúcs jelenik meg a gyűrt grafén számolt EELS-spektrumában, amelyek plazmonok jelenlétére utalhatnak. Ennek megerősítésére kiszámoltuk a különböző csúcsokhoz tartozó valós térbeli töltésselosztást, és azt találtuk, hogy ezek egy része egyértelműen a gyűrődésre lokalizált, optikailag aktív plazmonmódushoz tartozik. A látható frekvenciájú grafénplazmonok kísérleti észlelésének egyik legkézenfekvőbb módja, ha ki tudjuk mérni a Raman-erősítési tulajdonságukat. Ennek érdekében különböző hígítású cink-ftalocianin- (ZnPc-) oldatokat készítettünk. A gyűrt grafént mint SERS-hordozót használva, Raman-spektroszkópiával sikerült kimutatni a molekulák jelenlétét nagyon kis koncentrációjú, akár femtomólos oldatokból is (2b. ábra), amely ezerszer kisebb koncentrációnak felel meg, mint a korábbi kimutatási határ [13]. További érdekesség, hogy a ZnPc-molekula jele mellett a mérésekben megjelent a réz-ftalocianin- (CuPc-) molekula jele is, amelyet azonban nem vittünk be az oldatba. Kiderült, hogy a CuPc-molekula a levegőből kimutatható szennyeződés. Gyakorlati szempontból nagyon fontos, hogy a nanogyűrt grafénalapú érzékelők sokkal olcsóbbak és stabilabbak, mint az ezüst vagy arany nanorészecskékből előállított hasonló SERS-hordozók. A gyűrt grafénminták hónapokig stabilan megőrizték érzékenységüket.

Bár a grafénplazmonok frekvenciáját csak úgy sikerült a látható tartományba hangolni, hogy a plazmonokat nanométeres skálájú gyűrődésekbe csapdáztuk, ez nem jelenti azt, hogy ne létezhetnének terjedő grafénplazmon-módusok is a látható frekvenciatartományban. Kék lézerrel ( $\lambda = 488 \text{ nm}$ ) végzett pásztázó optikai közeltermikuszkópos vizsgálatokkal egyértelműen plazmoninterferencia-mintázatokat sikerült megfigyelnünk a gyűrt grafénban. Ez azért lehetséges, mert a grafén gyűrődései térben olyan közel helyezkednek el, hogy a szomszédos gyűrődések közötti távolság alig tíz nanométer, így a gyűrődésekbe csapdázott plazmonok kölcsönhatásba léphetnek egymással [14]. A kölcsönhatás révén pedig

a plazmonok képesek „kiszabadulni”, és a grafénban terjedő plazmonmódusokat létrehozni. Az ilyen propagáló grafénplazmonok akár plazmonalapú számítógépek megvalósítását is lehetővé tehetik [15]. Ennek kulcsa, hogy az információt nagy sebességű plazmonok szállítják, amelyek – a fényvel ellentétben – vezérelhetők elektromos térrel. A grafén pedig egy különösen ígéretes anyag a plazmonikai áramkörök megvalósítására, mert a plazmonok viszonylag kis veszteséggel képesek terjedni benne.

## Irodalom

1. J. Chen, et al. (2012): Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons. *Nature*, 487, 77.
2. Z. Fei, et al. (2012): Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging. *Nature*, 487, 82.
3. J. Langer, et al. (2020): Present and future of surface-enhanced Raman scattering. *ACS Nano*, 14, 28.
4. F. J. Garcia de Abajo (2014): Graphene plasmonics: Challenges and opportunities. *ACS Photonics*, 1, 135.
5. G. Dobrik, ..., L. Tapasztó (2022): Large-area nanoengineering of graphene corrugations for visible-frequency graphene plasmons. *Nature Nanotechnol.*, 17, 61.
6. A. Fasolino, et al. (2007): Intrinsic ripples in graphene. *Nature Mater.*, 6, 858.
7. S. P. Koenig, et al. (2011): Ultrastrong adhesion of graphene membranes. *Nature Nanotechnol.*, 6, 543.
8. H. Lim, et al. (2015): Structurally driven one-dimensional electron confinement in sub-5-nm graphene nanowrinkles. *Nat. Commun.*, 6, 8601.
9. F. Guinea, et al. (2010): Energy gaps and a zero-field quantum Hall effect in graphene by strain engineering. *Nature Phys.*, 6, 30.
10. R. Carillo-Bastos, et al. (2014): Gaussian deformations in graphene ribbons: flowers and confinement. *Phys. Rev. B* 90, 041411.
11. P. Kun, et al. (2019): Large intravalley scattering due to pseudomagnetic fields in crumpled graphene. *npj 2D Mater. & Appl.*, 3, 11.
12. C. Colliex, et al. (2016): Electron Energy-Loss Spectroscopy imaging of surface plasmons at the nanometerscale. *Ultramicroscopy*, 162, A1.
13. S. Feng, et al. (2016): Ultrasensitive molecular sensor using N-doped graphene through enhanced Raman scattering. *Science Adv.*, 2, e1600322.
14. S. A. Maier, et al. (2003): Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides. *Nature Mater.*, 2, 229.
15. M. S. Tame, et al. (2013): Quantum plasmonics. *Nature Phys.*, 9, 329.



# ÜLEPÍTÉS DÖNTÖTT FOLYADÉKBAN, AVAGY ELMERÜLÉS EGY ÉRDEKES PROBLÉMÁBAN

Gombási Róbert<sup>1,2</sup>, Goertz Amélie<sup>3</sup>, Vincze Miklós<sup>4</sup>, Szeidemann Ákos<sup>1,@</sup>  
<sup>1</sup>Eötvös József Gimnázium és Kollégium, <sup>2</sup>Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem,  
<sup>3</sup>Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium,  
<sup>4</sup>HUN-REN-ELTE Elméleti Fizikai Kutatócsoport, Budapest  
 E-mail: szeidiak@gmail.com

Bár a fizika általános és középiskolai tanítása, illetve tanulása sok kérdést, orvosolandó problémát vet fel, a tehetséggondozásban a mai napig találhatunk izgalmas feladatokat, kihívást rejtő kísérleteket, amelyek megértése, az egyes jelenségek előállítása kellő kitartással és lelkesedéssel elérhető egy gimnazista számára is. Az ezekkel való foglalkozás nem pusztán az egyén számára jelent hasznot (például az egyetemi tanulmányok megalapozása miatt), hanem ösztársadalmilag is kiemelkedő szerepe van, hiszen szükség van az általános tudásszintet meghaladó diákokra, szakemberekre, akik innovatív módon képesek megközelíteni egy problémát. A tudományos megértés folyamatának saját kísérleteken való megtapasztalása elengedhetetlen a kutatói szemlélet kialakulásához. Ezen az úton indulhatnak el azok, akik az IYPT (International Young Physicists' Tournament – Nemzetközi Ifjú Fizikusok Tornája) verseny ún. nyílt problémáival foglalkoznak. Cikkünkben egy ilyen feladatot és annak egy lehetséges konkrét megoldását mutatjuk be. Bízunk abban, hogy a leírtak alapján mások is kedvet kapnak méréseink megismétlésére, illetve más IYPT-problémák (hypt.elte.hu) megoldására [1].

## 1. Bevezetés

Cikkünkben először a már régóta ismert jelenség elméleti hátterét vizsgáljuk. Tekintsünk egy függőleges tartályban süllyedő részecskét (a gyakorlatban például egy gyöngyöt)! A közeg hatását a Stokes-féle erővel vehetjük figyelembe, amennyiben a mozgás kis sebességgel történik. A mozgásegyenletet megoldva a gyorsuló szakasz után kapjuk a terminális sebességet:

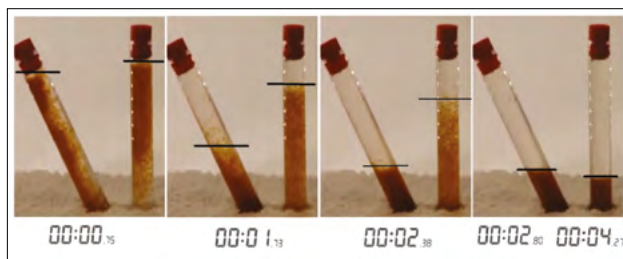
$$v = \frac{2r^2g(\rho_p - \rho_l)}{9\eta}, \quad (1)$$

ahol  $v$  a terminális sebesség,  $r$  az ülepített részecskék sugara,  $\rho_p$  a részecskék sűrűsége,  $\rho_l$  a folyadék sűrűsége,  $\eta$  a folyadék dinamikai viszkozitása.

Ha több egyforma részecskét egyszerre ülepítünk, megfigyeléseink szerint a jelenség hasonló képet mutat, azaz a részecskék egy idő után ugyanúgy, az (1) egyenlet szerinti terminális sebességgel mozognak. A jelenség időbeli lefolyását az ülepedési időtartammal jelleme-

hetjük, amelyet az ún. határvonal mozgásának idejével azonosítunk. Határvonal alatt a részecskében gazdag és a részecskékben szegény rétegek találkozását értjük. Ennek megállapítása meglehetősen nehéz: videós elemzéseinkben ezt szabad szemmel határoztuk meg.

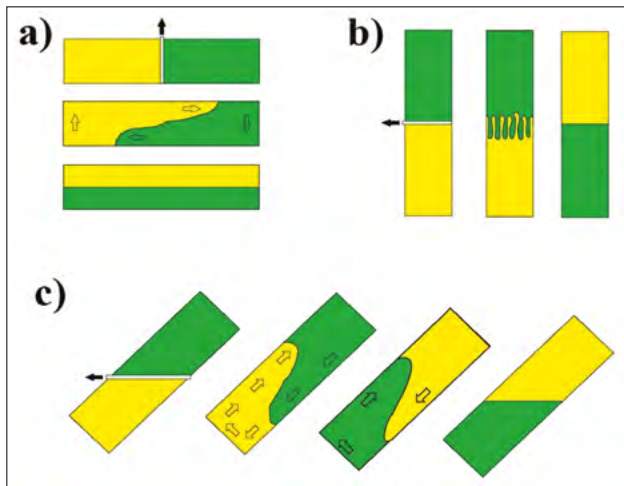
A döntött tartályban történő ülepedés esetén a határvonal lefelé mozgása gyorsabb (ahogy az 1. ábrán látszik), ami a vízszintes síkban kialakuló sűrűséggradiens hatására létrejövő áramlással magyarázható.



1. ábra. Az ülepedési határvonal döntött és függőleges helyzetben azonos idők elteltével, illetve a két eset ülepedési ideje (saját felvétel)

A megdöntött tartályban zajló áramlás megértéséhez tekintsünk két egyszerűbb gondolatkísérlet-elrendezést, két, eltérő sűrűségű folyadék-komponenssel, melyek kezdetben egy kihúzható fallal vannak elválasztva. Itt megjegyzendő, hogy áramlástani szempontból a homok és víz sűrű szuszpenziója, amit a kísérletben bemutatunk, sok szempontból folyadékként viselkedik, s a megdöntött ülepítési kísérleteket két, egymásban nem oldódó folyadék-komponenssel (megfestett víz és szilikonolaj) is kipróbáltuk, és a jelenséget itt is megfigyelhettük.

A 2a. ábrán szemléltetett elrendezésben egy fekvő helyzetben lévő hosszú tartály két oldalán helyezünk el az eltérő sűrűségű komponenseket, majd a függőleges válaszfal kihúzásával az egyensúlyi rétegzés felé haladva csereáramlás (frontterjedés) indul be a rendszerben. A sűrűbb (zölddel jelölt) folyadék bekúszik a kevésbé sűrű (sárga) közeg alá, kiszorítva azt. A front jellemző  $U$  terjedési sebességét itt a két réteg sűrűségkülönbsége és (a kontinuitás miatt) a rétegvastagságok viszonya határozza meg. Energetikai megfontolások alapján belátható, hogy  $U$  a rétegek sűrűségkülönbségének és a sűrűbb réteg függőleges kiterjedésének négyzetgyökével lesz arányos [1, 2].

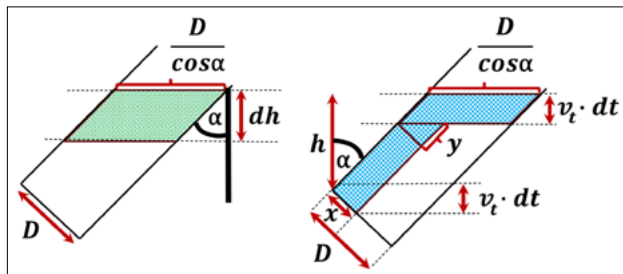


2. ábra. Az áramlás kialakulásának magyarázata

A 2b. ábra a hosszú tartályt felállítva mutatja, instabil kezdeti rétegzéssel, vagyis a nagyobb sűrűségű (zöld) komponenst az ezúttal vízszintesen kihúzható válaszfal fölött elhelyezve. Az ülepedés sebességét itt is a két réteg sűrűségkülönbségéből eredő helyzetienergia-többlet határozná meg, ám a folyamatot lényegesen lassítja az itt fellépő ujjasodási instabilitás (fingering instability). A fektetett elrendezéssel ellentétben ekkor nem tud a csereáramlás egy nagy fronttá összeállni, ehelyett apró fel- és leszálló „ujjak” jelennek meg a rendszerben, melyek mérete lényegesen kisebb a tartály átmérőjénél. Az ujjasodással létrejövő csere során a két szembeáramló közeg tehát egy nagy „cakkos” felületen érintkezik egymással, mely jelentős viszkózus fékeződéshez vezet.

A 2c. ábra szerinti (döntött) elrendezés előnye, hogy megindulhat benne a frontszerű terjedéssel járó csereáramlás, mely a közel függőleges helyzet miatt nagyobb potenciálisenergia-különbséggel, azaz nagyobb terjedési sebességgel történhet, s nem lassítja a 2b. esetben fellépő ujjasodás sem. Így azt várhatjuk, hogy egy ilyen közbülső döntött helyzetben zajlik le a leggyorsabban az egyensúlyi rétegzettség kialakulása.

A jelenséget leíró Ponder–Nakamura–Kuroda-elmélet [2] régóta ismeretes; azonban az általuk publikált (4) egyenlet egzakt levezetése nem volt megtalálható a szakirodalomban. A közelítés egy homogén anyageloszlású állapotból indul. A következő megfontolás pusztán geometriai jellegű (3. ábra), így az összefüggés levezetése szemléletes képpel megérthető. Jelöljük az edény átmérőjét  $D$ -vel, a dőlés szögét  $\alpha$ -val, az ülepedési határvonal aktuális magasságát  $h$ -val, a terminális sebességet pedig  $v$ -vel. A bal oldali ábra szerint  $dt$  idő elteltével az ülepedési határvonal magassága  $dh$ -val csökken, így a síkmet-szetben a jelölt területről ülepednek ki a részecskék. Az oldalirányban fellépő sűrűséggradiens miatt a kitisztuló réteg értelmezhető a jobb oldali ábra szerint is, ahol a kijelölt területet a részecskék által megtett út határozza meg, ahol minden részecske egyenesen lefele ülepedik. Ezt a területet az ábrán látható módon tudjuk elemi geometriai alakzatokra bontani.



3. ábra. Az összerázott (homogén) döntött tartályban való ülepítés két lehetséges értelmezése: a bal oldali ábrán a felszíni rétegből ülepednek ki a részecskék, míg a jobb oldali ábrán a megtisztult térfogatot a részecskék által megtett út határozza meg

A két területet egymással egyenlővé téve az alábbi egyenletet írhatjuk:

$$\begin{aligned} dh \frac{D}{\cos(\alpha)} &= \frac{D}{\cos(\alpha)} v dt + \frac{h - v dt}{\cos(\alpha)} x + \frac{xy}{2}, \\ x &= \sin(\alpha) v dt \quad y = \frac{x}{\operatorname{tg}(\alpha)}, \end{aligned} \quad (2)$$

és innen

$$\begin{aligned} dh \frac{D}{\cos(\alpha)} &= \frac{D}{\cos(\alpha)} v dt + \frac{h - v dt}{\cos(\alpha)} \sin(\alpha) v dt \\ &\quad + \frac{\sin^2(\alpha) v (dt)^2}{2 \operatorname{tg}(\alpha)}, \end{aligned} \quad (3)$$

ahol  $h$  az ülepedési határvonal magassága (értelmezve az 1. ábrának megfelelően),  $D$  az ülepitő tartály átmérője (keresztmetszet értelemben, mert most csak az ábrairányú metszetben, kvázi kétdimenzióban dolgozunk),  $\alpha$  az oldalfal és a függőlegessel bezárt szög.

Ebből az utolsó tagot –  $dt^2$  nagyságrendje miatt – elhagyva megkapjuk az elmélet szerint a határvonal mozgását jellemző differenciálegyenletet:

$$\frac{dh}{dt} = -v \left( 1 + \frac{h}{D} \sin(\alpha) \right). \quad (4)$$

Az egyenlet megoldásával adódik az ülepedési határvonal időfüggése.

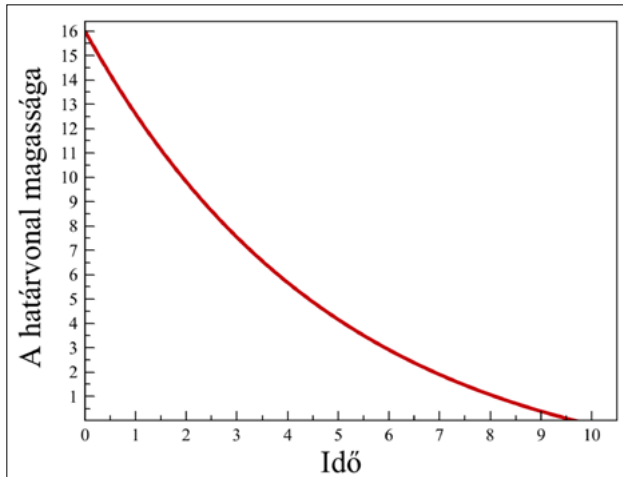
$$h = \frac{(D + h_0 \sin(\alpha)) e^{-\frac{v \sin(\alpha) t}{D}} - D}{\sin(\alpha)}. \quad (5)$$

Az egyenletet  $h = 0$  esetre megoldva kaphatjuk meg az ülepedési időt.

$$t_0 = \frac{D \ln \left( \frac{D + h_0 \sin(\alpha)}{D} \right)}{v \sin(\alpha)}. \quad (6)$$

Mivel ebből az egyes paraméterek befolyásoló hatása rendkívül nehezen kiolvasható, és  $t_0$  mérése nehézkes, egy elegáns megoldással élhetünk. A (6) egyenlet átrendezésével a következőt kapjuk:

$$D + h \sin(\alpha) = (D + h_0 \sin(\alpha)) e^{-\frac{v \sin(\alpha) t}{D}}. \quad (7)$$



4. ábra. Az ülepedési határvonal az idő függvényében (sematikus ábra), a tengelyeken feltüntetett számok tetszőleges egységben vannak megadva

Vezessünk be két új mennyiséget!

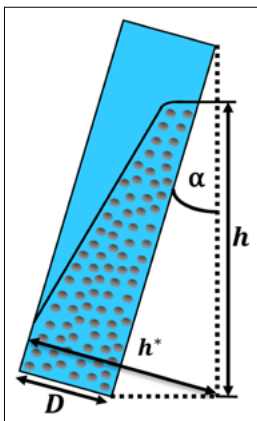
$$T = \frac{D \ln(2)}{v \sin(\alpha)}, \quad (8)$$

$$h^* = h \sin(\alpha) + D, \quad (9)$$

ahol  $h^*$  megadja az aktuális határvonal magasságának vetületét tartalmazó, az 5. ábrán jelölt távolságot,  $T$  pedig a  $h^*$  felére csökkenéséhez szükséges időt jelenti. A (9) egyenlet a következő alakban írható:

$$h^* = h_0 e^{-\frac{v \sin(\alpha) t}{D}} = h_0 2^{-\frac{t}{T}}, \quad (10)$$

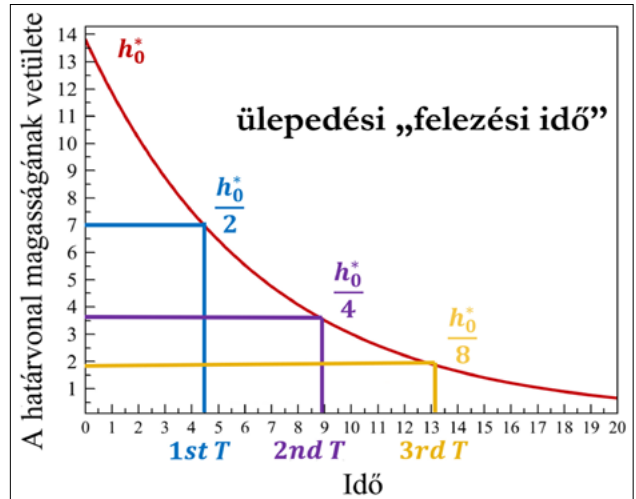
ahol  $h_0$  a határvonal kezdeti magasságával vett  $h^*$  érték. Így az exponenciális bomlástörvénnyel analóg matematikai formulához jutunk, amely jól kezelhető a paraméterek és a mérés szempontjából is.



5. ábra.  $h^*$  geometriai jelentésének értelmezését segítő ábra

Látszik, hogy nehéz elképzelni  $h^*$  valódi jelentését, és emiatt nehéz az ülepedési felezési időt is, azonban az utóbbi jól használható mennyiség a paraméterváltoztatások hatásának nyomon követéséhez.

Az újonnan bevezetett ülepedési felezési idő már alkalmas arra, hogy az edény geometriájának, a folyadék és az ülepedő anyag minőségének, valamint a megdöntés szögének hatását mérések segítségével megvizsgáljuk.

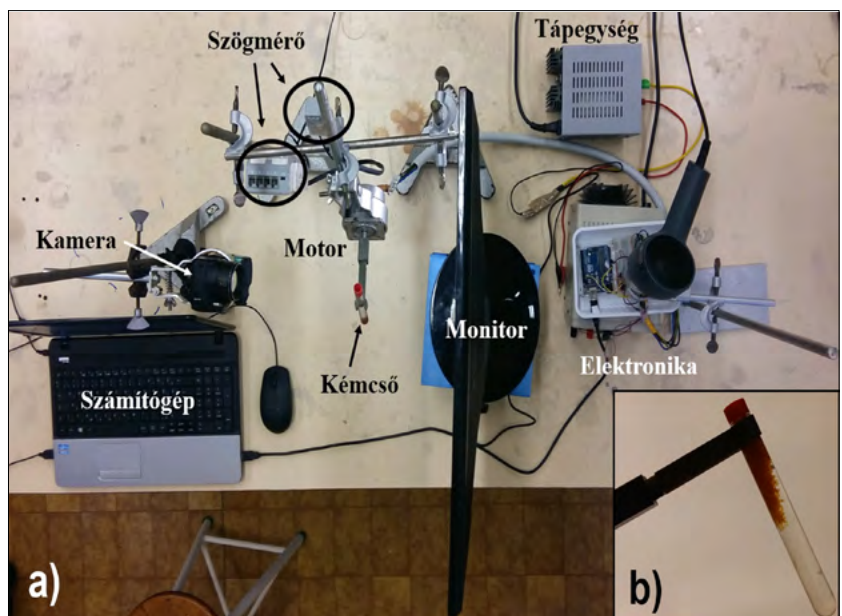


6. ábra. Az ülepedési felezési idő szemléltetése (sematikus ábra), a tengelyeken feltüntetett számok tetszőleges egységben vannak megadva

### 3. Kísérleti összeállítás

Vizsgálataink során kétféle kísérletező eszközt használtunk, így lehetőségünk volt arra, hogy két alapvetően különböző kezdőfeltétellel indítsuk el az ülepedést.

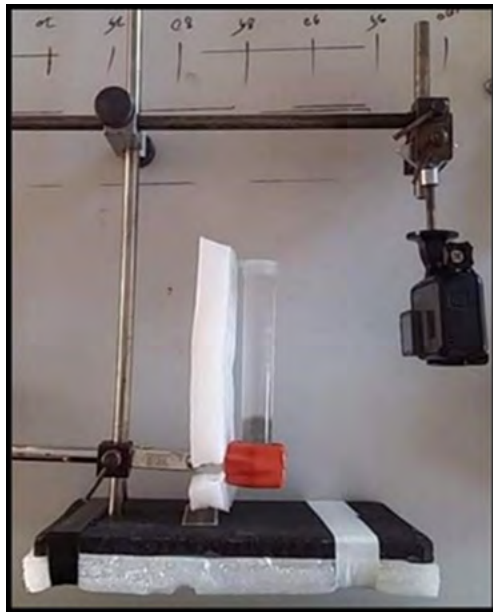
Az I. kísérleti eszközünk egy forgatható berendezés, melyben helyet kapott egy léptetőmotor és a hozzá tartozó elektronika. A forgatás sebessége számítógépesen állítható az Arduino vezérlőn keresztül. A döntés szögének mérése egy giroszkóppal történt, és a kísérletek rögzítésére kamerát használtunk. Az átlátszó részecskék és a fénytörés kedvezőtlen hatásainak kiküszöbölésére nagy



7. ábra. a) I. kísérleti eszközünk, b) fénykép az elemzett videókból

fényerejű monitort alkalmaztunk háttérként, mely növelte a részecskék érzékelhetőségét a kísérlet folyamán (7b. ábra).

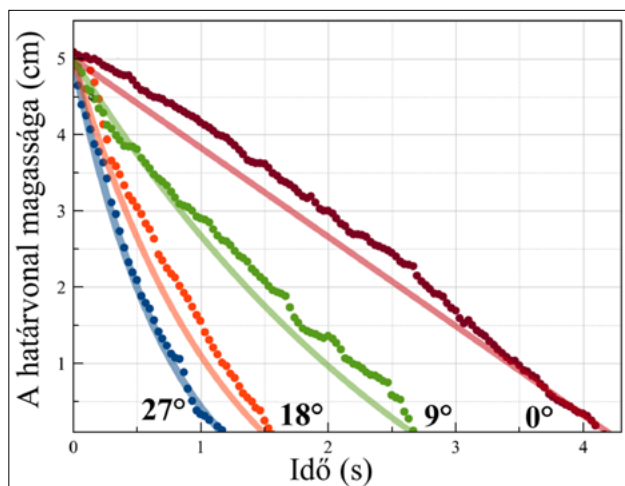
A II. kísérleti összeállításban a kémcső tartalmát manuálisan ráztuk fel, így az ülepedés egy közel homogén anyageloszlásból indult. Az így kapott eredményeket összevetettük a másik esetben tapasztaltakkal.



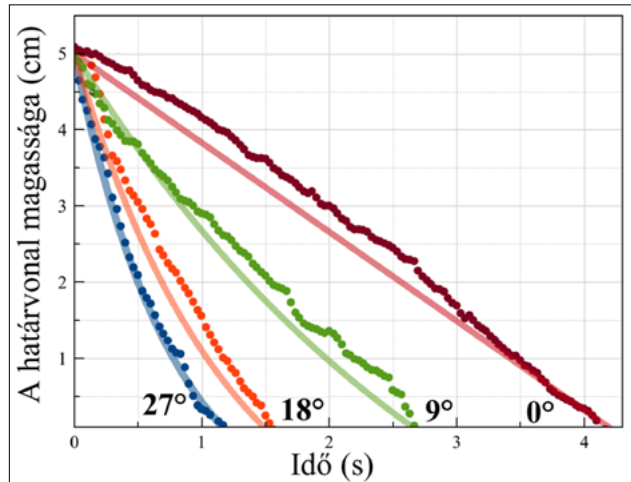
8. ábra. A képen a II. kísérleti eszközünk látható

## 4. Mérési eredmények

Az elméleti várakozásainkat a kísérleti eredmények meglehetősen pontosan visszaadták, ami jól látszik a jelenség időbeli lefolyását bemutató grafikonon is (9. ábra). A döntés szögét növelve az ülepedés ideje valóban csök-



9. ábra. A grafikonon a különböző színek különböző eseteket jelölnek. A vonalak az elméletből számolt görbék. A mérési pontatlanság a határvonal meghatározásánál  $\pm 0,5$  cm.  $D = 12$  mm,  $h_0 = 15$  cm,  $\rho_{\text{gyöngy}} = 2,72$  g/cm<sup>3</sup>,  $d_{\text{gyöngy}} = 6$  mm,  $\rho_{\text{víz}} = 0,98$  g/cm<sup>3</sup>,  $\eta_{\text{víz}} = 1,002 \cdot 10^{-3}$  Pa·s,  $\alpha$  értékei 0°, 9°, 18°, 27°

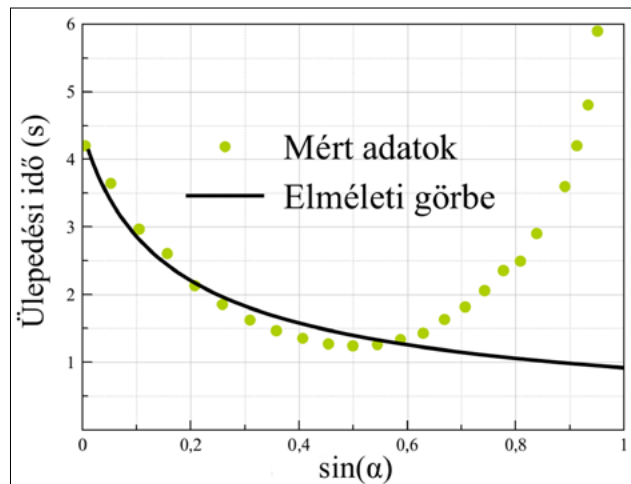


10. ábra. A folytonos vonalak a különböző szögekhez számolt elméleti ülepedési görbék. A mérési pontokból álló sorozatok az ülepedési határvonal tényleges magasságai. Látható, hogy körülbelül 30° felett a számolt görbék rövidebb ülepedési időt jeleznek, mint a mért eredmények

kent. Nagyobb szögek esetén a gyöngyök és az edény fala közötti kölcsönhatás jelentőssé válik, amit elméletünk nem vesz figyelembe, így azokat az eseteket cikkünkben nem tárgyaljuk.

30° alatt az elmélet működik.

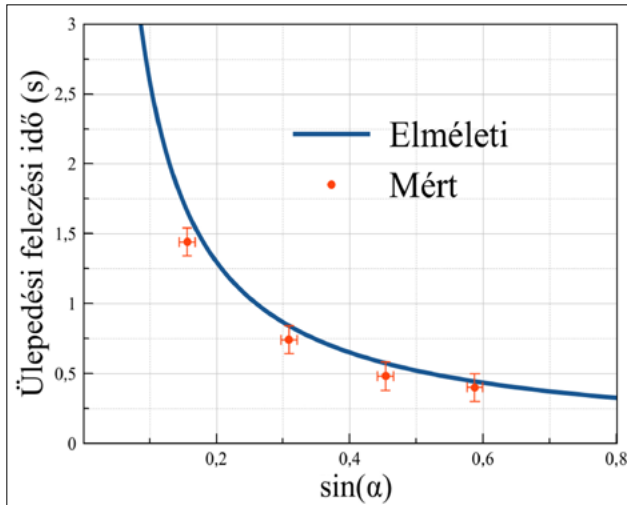
A 11. ábrán a mért ülepedési időket ábrázoltuk a döntési szög szinuszának függvényében. Látható, hogy az általunk használt elmélet (folytonos görbe) körülbelül 30° dőlésszögig ad kielégítő előrejelzést, nagyobb szögek esetén újabb elméleti kiegészítések és paraméterek használata lenne szükséges a modellben.



11. ábra. A grafikonon különböző döntési szögek esetén mért ülepedési idők láthatóak.  $D = 12$  mm,  $h_0 = 15$  cm,  $d_{\text{gyöngy}} = 6$  mm,  $\rho_{\text{gyöngy}} = 2,72$  g/cm<sup>3</sup>,  $\rho_{\text{víz}} = 0,98$  g/cm<sup>3</sup>,  $\eta_{\text{víz}} = 1,002 \cdot 10^{-3}$  Pa·s,  $\Delta\alpha = 3^\circ$  (mérések közötti szögeltérés)

Az ülepedést jellemző (10) egyenlet alapján a kísérletek során módszeresen végigmértünk minden az elméletben szereplő paramétert. Először a döntés ülepedési felezési időre gyakorolt hatását vizsgáltuk.

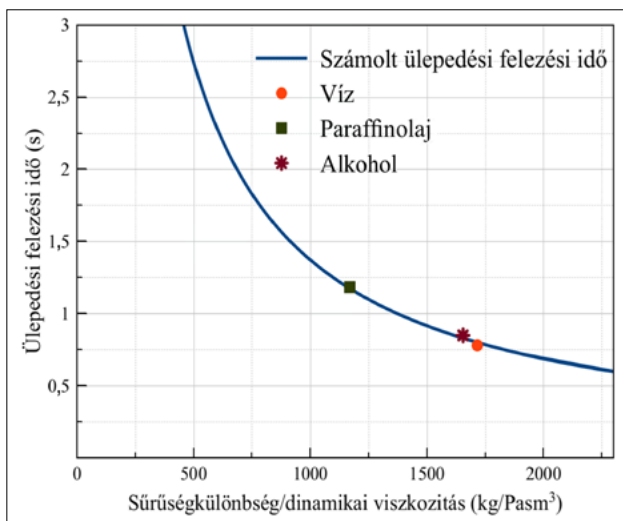




12. ábra. A felezési idő szögfüggése, ahol a mérési hibák  $\pm 0,1$  s és  $\pm 1^\circ$ .  $D = 12$  mm,  $h_0 = 15$  cm,  $\rho_{\text{gyöngy}} = 2,72$  g/cm<sup>3</sup>,  $\rho_{\text{víz}} = 0,98$  g/cm<sup>3</sup>,  $\eta_{\text{víz}} = 1,002 \cdot 10^{-3}$  Pa·s,  $\alpha = 9^\circ, 18^\circ, 27^\circ, 36^\circ$

A 12. ábrán jól látható, hogy  $T$  és  $\sin(\alpha)$  fordítottan arányosak egymással, ahogy azt az elmélet szerint vártuk.

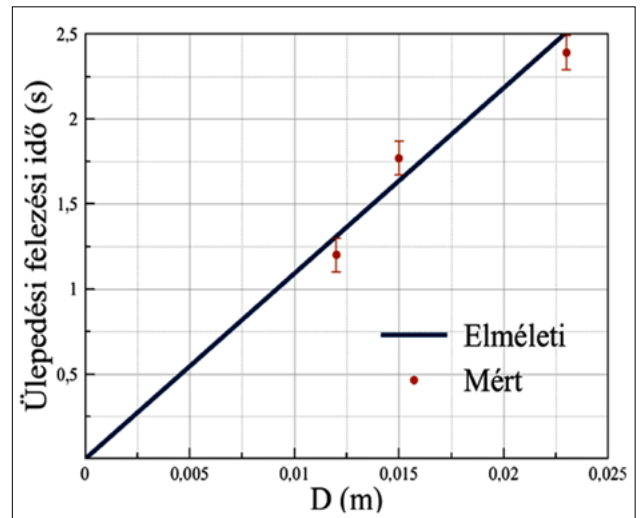
A folyadék anyagi minősége közvetlenül a gyöngyök ülepedését jellemző terminális sebességet befolyásolja, és azon keresztül van hatása a  $T$ -re. Az (1) és a (10) egyenleteket felhasználva azt várjuk, hogy  $T \sim \eta/\Delta\rho$ . Kísérleteinkben három folyadékot alkalmaztunk: vizet, etanolt és paraffinolajat, melyek viszkozitásának és sűrűségének értékét az irodalomból ismertük, a gyöngyök sűrűségét pedig mérésrel határoztuk meg. A folyadékok sűrűsége és viszkozitása rendre: víz, 0,98 g/cm<sup>3</sup>,  $1,002 \cdot 10^{-3}$  Pa·s, etanol, 1,18 g/cm<sup>3</sup>,  $9,30 \cdot 10^{-4}$  Pa·s és paraffinolaj, 0,82 g/cm<sup>3</sup>,  $1,618 \cdot 10^{-3}$  Pa·s, míg a gyöngyök sűrűsége 2,72 g/cm<sup>3</sup> volt.



13. ábra. A felezési idő függése különböző folyadékokban. A mérési pontatlanságok forrása a leolvasás nehézségeiből származó  $\pm 0,1$  s, valamint a folyadék paramétereinek lehetséges eltérése. Adatok:  $\rho_{\text{víz}} = 0,98$  g/cm<sup>3</sup>,  $\eta_{\text{víz}} = 1,002 \cdot 10^{-3}$  Pa·s,  $\rho_{\text{etanol}} = 1,18$  g/cm<sup>3</sup>,  $\eta_{\text{etanol}} = 9,30 \cdot 10^{-4}$  Pa·s,  $\rho_{\text{paraffin}} = 0,82$  g/cm<sup>3</sup>,  $\eta_{\text{paraffin}} = 1,618 \cdot 10^{-3}$  Pa·s,  $\rho_{\text{gyöngy}} = 2,72$  g/cm<sup>3</sup>

A 13. ábra szintén alátámasztja az elmélet alapján vártakat. Sajnos nem volt lehetőségünk több olyan folyadékkal elvégezni a mérést, amelyek  $\Delta\rho/\eta$  értékei más tartományba esnek.

Az elméletünk (8) egyenletéből következik, hogy a nagyobb átmérőjű ülepitő hosszabb ülepitéssel jár (nagyobb tömegű folyadékot mozgat meg azonos mennyiségű részecske, így csökken a közeg sebessége). Ezt a hatást is vizsgáltuk, melynek eredményét a 14. ábra mutatja.



14. ábra. Az ülepedési felezési idő és a keresztmetszet összefüggése. A mérési pontatlanság  $\pm 0,1$  s,  $D$  értékei: 12, 15, 23 mm

## 5. Összegzés

A PNK-elmélet leírja a Boycott-effektus paramétereiktől való függését, amelyet kísérletileg igazoltunk. Az általános mozgásegyenlet felhasználásával megalkottuk az ülepedési felezési idő definícióját, mely egyszerűen alkalmazható különböző paraméterek vizsgálatára. A kutatás rámutat arra, hogy az iparban hogyan érdemes optimalizálni az ülepitési folyamatokat különböző technológiák esetén. Az ülepités sebességének növelése minden olyan területen felhasználható, ahol konstans méret vagy kis méretbeli szórás tapasztalható a szemcsék között. A kísérletek alapján sokkal hatékonyabb ülepitőket építhetünk ezen jelenség kihasználásával. A kísérleteink tapasztalata alapján az optimális döntési szög  $30^\circ$ .

## Irodalom

1. IYPT problems (2022): <https://www.iypt.org/problems/problems-for-the-35th-iypt-2022/>
2. Efstathios E. (2005): A numerical simulation of the Boycott effect. Chemical Engineering Communications, 192(4), 532–549. DOI: 10.1080/00986440590477971. [https://www.researchgate.net/publication/232849633\\_A\\_Numerical\\_Simulation\\_of\\_the\\_Boycott\\_Effect](https://www.researchgate.net/publication/232849633_A_Numerical_Simulation_of_the_Boycott_Effect)

# Jelölési és pályázati felhívás az Eötvös Loránd Fizikai Társulat kitüntető érmeire, valamint felsőoktatási és tudományos díjaira

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Elnöksége és Díjbizottsága jelöléseket, illetve pályázatokat vár a **Társulat 2025. évi kitüntető érmeire, valamint felsőoktatási és tudományos díjaira**. Kérjük a Társulat szakosztályait, szakcsoportjait, területi csoportjait és valamennyi tagunkat, hogy a kitüntetésre érdemes kollégákat és tudományos eredményeiket bemutató javaslatokat legkésőbb **2025.03.31-ig szíveskedjenek eljuttatni a Társulat titkárságára (1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint 3., [elft@elft.hu](mailto:elft@elft.hu))**. A tudományos díjakat a kutatók saját kezdeményezésükre is megpályázhatják.

## Társulati kitüntetések

**Eötvös Loránd Fizikai Társulat Érme** adományozható a Társulat azon tagjának, aki a fizika területén hosszú időn keresztül folytatott kutatási, alkalmazási vagy oktatási tevékenységet, valamint a Társulatban kifejtett munkásságával kiemelkedően hozzájárult a fizika hazai fejlődéséhez.

**Prométheusz-éremmel** – „A fizikai gondolkodás terjesztéséért” – tüntethető ki az, aki a fizikai műveltség terjesztéséhez országos hatással hozzájárult.

**Eötvös-plakett** elnevezésű emléktárgy adományozható annak a társulati tagnak, aki hosszú időn keresztül aktív társadalmi munkával járul hozzá a Társulat egészének vagy valamelyik csoportjának, szakcsoportjának eredményes működéséhez; olyan személynek, aki társadalmi munkában, vagy egyéb módon rendkívüli mértékben nyújt segítséget a Társulat célkitűzéseinek megvalósításához; neves külföldi vendégnek a Társulat valamely rendezvényén tartott előadása alkalmából. A két éremről és a plaketről a Társulat elnöksége dönt és arról a küldöttgyűlést majd tájékoztatja.

## Felsőoktatási díj

Az ELFT a **Marx György felsőoktatási díjat** adományozhatja a fizika felsőfokú (egyetemi és főiskolai) oktatásában és a tanárképzésben sok évtizedes kiemelkedő alkotó- és nevelőmunkáért.

## Tudományos díjak

Az ELFT – elsősorban a **PhD-fokozattal már rendelkező**, de az MTA doktora címet még nem szerzett kutatóknak – az alábbi tudományos díjakat adományozhatja:

– **Bozóky László-díj** a Sugárvédelmi Szakosztályhoz tartozó tudományterületen elért, jelentős nemzetközi érdeklődést kiváltó kiemelkedő eredményért.

– **Bródy Imre-díj** az Ipari Fizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen a fizika alkalmazásai területén a magas színvonalú elvi megfontolásokkal – elért jelentős nemzetközi érdeklődést kiváltó kiemelkedő eredményért.

– **Budó Ágoston-díj** az Atomfizikai és Kvantumelektronikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen az optika és a molekulafizika területén, elsősorban kísérleti vizsgálatokban – elért, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó kiemelkedő eredményért.

– **Detre László-díj** a Csillagászati és Asztrofizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen a csillagászatban, valamint bolygónkkal és annak kozmikus környezetével foglalkozó fizikai kutatások területén – elért jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó kiemelkedő eredményért.

– **Gombás Pál-díj** a Statisztikus és Nemlineáris Fizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen a kvantumelmélet atom- és molekulafizikai alkalmazásában, továbbá a statisztikus fizikában végzett elméleti kutatásokkal – elért jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó kiemelkedő eredményért.

– **Gyulai Zoltán-díj** a Kondenzáltanyag-fizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen a szilárdtestek és a kondenzált anyag fizikájának kísérleti módszerekkel történő kutatásában – elért jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért.

– **Jánossy Lajos-díj** a Részecskefizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen a nagyenergiás fizika (kozmosz sugárzás, részecskefizika és nehézion-fizika) kísérleti kutatása és a kísérleti eredmények fenomenologikus elméleti értelmezése területén – elért jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért.

– **Novobáczky Károly-díj** a Részecskefizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen az alapvető kölcsönhatások elméletében és térelméletek kutatásában – elért jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért.

– **Schmid Rezső-díj** az Atomfizikai és Kvantumelektronikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen az anyag molekuláris szintű szerkezetét felderítő kutatásban – elért jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért.

– **Selényi Pál-díj** az Ipari Fizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen a technikai eszközök nagy eredetiségű fejlesztésében – elért jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért.

– **Szalay Sándor-díj** a Magfizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen a kísérleti atommagfizikában, illetve annak interdiszciplináris alkalmazásában – elért jelentős nemzetközi figyelmet kiváltó, kiemelkedő eredményért.

– **Szigeti György-díj** a Kondenzáltanyag-fizikai Szakosztályhoz tartozó tudományterületen – különösen a lumineszcencia- és félvezető-kutatásokban – elért jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért.

A tudományos díjakra az **ELFT honlapja** (<http://elft.hu/tarsulatrol/dijak/>) díjszekciójából letölthető adatlap és mellékletei benyújtásával kell pályázni. A tudományos díjak elnyerésének nem előfeltétele a társulati tagság, de a pályázat befogadásának előfeltétele az illetékes szakosztály, több szakcsoportból álló szakosztály esetén a szakosztály vagy a szűkebb szakterületnek megfelelő szakcsoport vezetőségének szakmai támogató véleménye.

A Társulat a fent felsorolt tudományos díjakból évente összesen legfeljebb hatot adományozhat. Odaítélésük a Társulat díjbizottságának javaslata alapján az elnökség hatáskörébe tartozik. Aki jelenleg valamilyen funkciót vagy tisztséget tölt be az ELFT-ben, nem terjeszthető fel díjra.

A díjak átadására 2025-ben a **Magyar Fizikus Vándorgyűlés keretében, augusztusban kerül sor**.

Groma István,  
az ELFT főtitkára

Ormos Pál,  
az ELFT elnöke



