

fizikai szemle

2022/3

Jelölési/pályázási felhívás az Eötvös Loránd Fizikai Társulat kitüntető érmeire, valamint felsőoktatási és tudományos díjaira

Az ELFT Díjbizottsága jelöléseket, illetve pályázatokat vár a Társulat 2022. évi kitüntető érmeire, valamint felsőoktatási és tudományos díjaira. Kérjük a Társulat szakcsoportjait, területi csoportjait és valamennyi tagunkat, hogy a kitüntetésre érdemes kollégákat és tudományos eredményeiket bemutató javaslatukat legkésőbb **2022. április 20-ig** szíveskedjenek eljuttatni a Társulat titkárságára (1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint 3., elft@elft.hu). A tudományos díjakat a kutatók saját kezdeményezésükre is megpályázhatják.

A Társulati díjakra a jelölések/pályázatok benyújtására szolgáló adatlapok letölthetők az ELFT honlapjának díjszekciójából (<http://elft.hu/tarsulattrol/dijak/>), ahol egyben az elbírálási eljárás részleteire vonatkozó ismertetés is megtalálható. Kérjük, hogy a jelölések megfogalmazásában vegyék figyelembe az ismertető információit. Az ismertetés minden díjat hozzákapcsol legalább egy szakcsoport kutatási területéhez, amely szakcsoport ajánlásának beszerzése ajánlatos, de nem kötelező. A tudományos díjak elnyerésének nem előfeltétele a társulati tagság.

A mellékletek nagy részének elegendő a nyilvános (speciális esetben a Díjbizottság tagjaira korlátozott) adatbázisokból történő elérhetőségének megadása.

A társulati kitüntetéseket, valamint a tudományos és felsőoktatási díjakat várhatóan a Magyar Fizikus Vándorgyűlésen 2022. augusztus 21–24. adjuk át.

Társulati kitüntetések

Eötvös Loránd Fizikai Társulat Érem 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 plaketról a Társulat Elnöksége dönt és arról a Küldöttgyűlést majd tájékoztatja.

Tudományos díjak

A Társulati Díjak különböző időszakra kiterjedő, a kiválóság eltérő jegyeit hordozó eredményeket ismernek el. Ezeket két fő kategóriába soroljuk.

1.) Hosszabb időszakban egyenletesen magas színvonalon, számos tématerületen megnyilvánuló tevékenységet kíván elismerni, röviden „**Életműdíj**” az alábbi társulati díjak:

Bozóky László-díj – „A sugárfizika és a környezettudomány területén hosszú időn át végzett magas színvonalú munkásságért, nemzetközi érdeklődést kiváltó eredményekért”;

Bródy Imre-díj – „Magas színvonalú elvi megfontolásokkal a fizika alkalmazásai területén hosszú időn át végzett színvonalas munkásságért, nemzetközi érdeklődést kiváltó eredményekért”;

Selényi Pál-díj – „Az alapvető jelenségek kísérleti vizsgálatában, továbbá azokon alapuló technikai eszközök nagy eredetiségű fejlesztésében hosszú időn át végzett magas színvonalú munkásságért, nemzetközi érdeklődést kiváltó eredményekért”.

2.) Pályájuk induló szakaszán, egységes témakörben, több éven át önállóan folytatott projektben elért, kiemelkedő nemzetközi visszhangot kiváltott kutatási eredmény elismerésére szolgál, röviden „**PhD fokozat után – MTA-doktori cím előtt díj**”:

Budó Ágoston díj – „Az optika és a molekulafizika területén, elsősorban kísérleti vizsgálatokban elért, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó kiemelkedő eredményért”;

Detre László-díj – „A csillagászatban, valamint bolygónkkal és annak kozmikus környezetével foglalkozó fizikai kutatások területén elért, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó kiemelkedő eredményért”;

Gombás Pál-díj – „A kvantumelmélet atom- és molekulafizikai alkalmazásában, továbbá a statisztikus fizikában végzett elméleti kutatásokkal elért, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért”;

Gyulai Zoltán-díj – „A szilárdtestek és a kondenzált anyag fizikájának kísérleti módszerekkel történő kutatásában elért, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért”;

Jánossy Lajos-díj – „A nagyenergiás fizika (kozmosz sugárzás, részecskefizika és nehézion-fizika) kísérleti kutatása és a kísérleti eredmények fenomenologikus értelmezése területén elért, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért”;

Novobáczky Károly-díj – „Az elméleti fizikai kutatásokban elért, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért”;

Schmid Rezső-díj – „Az anyag molekuláris szintű szerkezetét felderítő, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért”;

Szalay Sándor-díj – „Az atom- és atommagfizikában, illetve ezek interdiszciplináris alkalmazási területén elért, jelentős nemzetközi figyelmet kiváltó, kiemelkedő eredményért”;

Szigeti György-díj – „A lumineszcencia és félvezető kutatásokban elért, jelentős nemzetközi visszhangot kiváltó, kiemelkedő eredményért”.

A tudományos díjakból évente összesen legfeljebb hat adományozható, odaítélésük a Társulat Díjbizottságának javaslatára alapján az Elnökség hatáskörébe tartozik. Aki jelenleg valamilyen funkciót/tisztséget tölt be az ELFT-ben, az az illető nem terjeszthető fel díjra.

Oktatási díj

Marx György felsőoktatási díj: „A fizika felsőfokú (egyetemi és főiskolai) oktatásában és a tanárképzésben sok évtizedes kiemelkedő alkotó- és nevelőmunkáért”.

Az ELFT Díjbizottsága 2022-től az alábbi személyekből áll: **Sólyom Jenő** (elnök) és **Bajnok Zoltán**, **Czirják Attila**, **Elekes Zoltán**, **Frey Sándor**, **Fülöp Csilla**, **Hadházy Tibor**, **Legeza Örs**, **Maák Pál Andor**, **Oroszlány László**, **Petrik Péter**, **Takács Gábor** (tagok).

Groma István
főtítkár

Ormos Pál
elnök

Sólyom Jenő
Díjbizottság elnöke

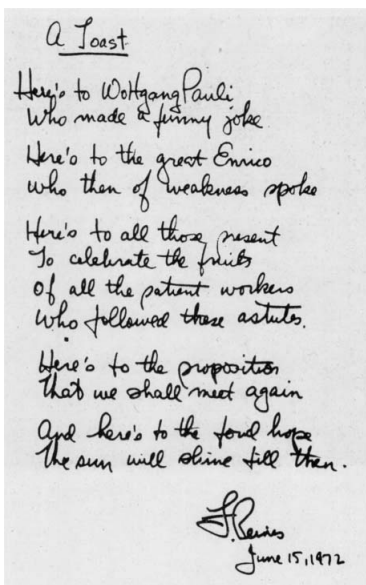
1891



Marx György és Richard Feynman (Nobel-díj 1965) az ELTE Atomfizikai Tanszékén.



Bruno Pontecorvo, Tsung-Dao Lee (Nobel-díj 1957) Balatonfüreden.



Frederick Reines (Nobel-díj 1995) pohárköszöntője a konferencia emlékkönyvében.

Miért lett a különszám és miért angolul?

2022. május 30. és június 4. között Koreában, Szöulban rendezik a Neutrínó- és Asztrófizika Konferenciasorozat (Conference on Neutrino Physics and Astrophysics Series) 30. konferenciáját, majdnem napra pontosan 50 évvel a sorozatot elindító magyarországi konferencia után. A *Fizikai Szemle* különszámmal emlékezik meg az 50 évvel ezelőtt Balatonfüreden megrendezett Neutrino '72 konferenciáról és Marx Györgyről, a konferencia ötletadójáról és fő szervezőjéről, aki idén lenne 95 éves. A különszám elérhető a szülői konferencia (<https://www.neutrino2022.org>) és a Neutrino Community (<https://zenodo.org/communities/neutrino-72?page=1&size=20>) honlapjain és természetesen a <http://fizikaiszemle.hu-n> is.

A konferenciasorozatot életre hívó Neutrino '72 konferencia létrejöttéről Herbert Pietschmann ír a különszám első cikkében. Amikor 1960 körül működni kezdtek az első protongyorsítók, komoly meglepetést okozott a fizikában a rengeteg új elemi részecske. Ezek mindegyike hadron volt; így szinte magától értetődő volt, hogy az elemi részecskékkel foglalkozó nagy konferenciák szinte teljes egészében a hadronfizikával, azaz az erős kölcsönhatással foglalkoztak. Az elektromágneses és különösen a gyenge kölcsönhatást és a neutrínókat gyakran elhanyagolták a nagy konferenciákon. Ez természetesen nem volt elfogadható a fizikusok azon, akkoriban még meglehetősen szűk közössége számára, akik e területek iránt érdeklődtek. 1972. február 10. és 12. között Budapesten tartották a Bécs, Pozsony és Budapest részvételével 1968-ban létrejött „Háromszög együttműködés” összejövetelét. Marx György számára ekkor már teljesen nyilvánvaló volt, hogy a neutrínófizika elhanyagolását a nagy nemzetközi konferenciákon egy külön, a neutrínófizikának szentelt nemzetközi konferenciával kell orvosolni. Ahelyett, hogy valamilyen nemzetközi bizottságot hozott volna létre, saját kezébe vette az ötletet, és saját maga szervezett konferenciát Magyarországon. Akkor még senki sem sejtette, hogy ebből hamarosan rendszeres, világszerte elfogadott neutrínókonferencia-sorozat lesz. Az első neutrínókonferencia 1972. június 11-én, vasárnap kezdődött Balatonfüreden, tehát mindössze négy hónappal az említett háromszög-találkozó után. Ezalatt a négy hónap alatt szervezte meg, az akkori politikai viszonyok és kommunikációs lehetőségek között, a 45 éves Marx György azt a konferenciát, amelyen közel 100 külföldi és 50 magyar fizikus vett részt, köztük ketten (Feynman és Lee) már akkor Nobel-díjasok voltak, további hárman (Reines, Davis és Barish) később nyerték el a díjat. A sorozat 27-ik, 2016-os londoni konferenciáján körülbelül 700-an, a 2018-as heidelbergin több mint 800-an, a 2020-as Chicagóba tervezett, de végül on-line megtartott konferencián 4350-en regisztráltak.

A különszám ötlete Patkós Andrástól, az ELFT tiszteletbeli elnökétől származik, és ő kérte fel a szerzőket, akik közül majdnem mindenki résztvevője volt a balatonfüredi konferenciának. Az 1970-es években, és természetesen azóta is, voltak Magyarországon jelentős konferenciák, kiemelkedő résztvevőkkel. Mi itt, a *Fizikai Szemle*ben szívesen látnánk hasonló visszaemlékezéseket olyan eseményekre, amelyek a fizika valamely területén máig ható jelentőségű mér-földkönek számítanak. A standard modell idején a neutrínófizika minden bizonnyal ilyen.

Lendvai János
Lendvai János
főszerkesztő

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.

Támogatók: a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya, az Emberi Erőforrások Minisztériuma, Nemzeti Kulturális Alap

Főszerkesztő:
Lendvai János

Szerkesztőbizottság:

Bíró László Péter, Bokor Nándor, Czitrovszky Aladár, Füstöss László, Gyürky György, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Ormos Pál, Pálfalvi László, Papp Katalin, Simon Ferenc, Simon Péter, Sükösd Csaba, Szabados László, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

Műszaki szerkesztő:
Kármán Tamás

A folyóirat e-mailcíme:
szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

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

A folyóirat honlapja:
http://www.fizikaiszemle.hu



A címlapon:

A „tudás fája”, ami egyben az elágazó folyamatok, lásd Pázsit Imre írását, egyik szemléltetése is. (fotó: Tóth Fruzsina)

TARTALOM

<i>Lendvai János: Miért lett a különszám és miért angolul</i>	61
<i>Pázsit Imre: Szemelvények a neutronfluktuációkból és a reaktordiagnosztikából – 2. rész</i> <i>Az elágazó folyamatok statisztikája felhasználható arra, hogy beavatkozás nélkül információkat szerezzünk a közegről, amelyben a folyamat végbemegy.</i>	63

<i>Fejős Gergely: Renormálási csoport Wilson- és Gell-Mann–Low-módra</i> <i>Az írás célja könnyen érthető formában demonstrálni, hogy a két távolinak tűnő matematikai megfogalmazás ugyanazt a fizikai ötletet valósítja meg.</i>	70
---	----

VÉLEMÉNYEK

<i>Garbai László: Klíma és klímaváltozás</i> <i>A szerző szerint az energetika „zöldítése” helyes törekvés, de a teljes dekarbonizáció önámítás és végtelenül káros.</i>	77
---	----

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Sükösd Csaba: XXIV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny – 2. rész</i>	79
---	----

KÖNYVESPOLC

<i>Radnóti Katalin: Mennyire fontosak a tények? Széljegyzetek egy könyv margójára</i>	88
---	----

HÍREK – ESEMÉNYEK

<i>Groma István, Ormos Pál, Súlyom Jenő: Jelölési/pályázási felhívás az Eötvös Loránd Fizikai Társulat kitüntetett érmeire, valamint felsőoktatási és tudományos díjaira</i>	61
--	----

<i>Bakonyi Imre, Péter László, Kiss László: Tóth József, 1935–2021</i>	91
--	----

<i>Sipos László József: Gyászol a hazai nukleáris szakma, elhunyt Rónaky József</i>	92
---	----

<i>Barna B. Péter nemzetközi elismerése</i>	92
---	----

J. Lendvai: Why the special issue and why in English

I. Pázsit: A random talk (walk) in neutron fluctuations and reactor diagnostics – Part 2

G. Fejős: Renormalisation group according to Wilson's and Gell-Mann–Low's methods

OPINIONS

L. Garbai: Climate and climate change

TEACHING PHYSICS

Cs. Sükösd: 24th Szilárd Leo National Nuclear Study Competition – Part 2

BOOKS

EVENTS

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

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

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtisztviselő, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.

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

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

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

Megjelenik havonta (évente egyszer duplaszámmal), egyes szám ára: 1100.- Ft (duplaszámé 2200.- Ft) + postaköltség.

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

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT
megjelenését támogatják:



EMBERI ERŐFORRÁSOK
MINISZTERIUMA

nka
Nemzeti Kulturális Alap



SZEMELVÉNYEK A NEUTRONFLUKTUÁCIÓKBÓL ÉS A REAKTORDIAGNOSZTIKÁBÓL – 2. rész

Pázsit Imre

Göteborgi Chalmers Műszaki Egyetem, Svédország

Az első részben leírt erőművi neutronzaj után, most az alacsony teljesítményű rendszerekben lezajló, úgynevezett zérózajfolyamatokkal, vagyis az elágazó folyamatok neutronláncokra vonatkozó elméletének néhány problémájával foglalkozunk.

Ahogy azt máshol megírtam [6], ezzel a területtel az egyetemi doktori vizsgámra való felkészülés alatt ismerkedtem meg, Pál Lénárd alapvető munkáiból [7]. További motivációt kaptam abból is, hogy Jánossy Lajos kozmikus sugárzás által keltett elektron-foton záporokban fellépő fluktuációkkal foglalkozó munkáit is megismertem, amelyben Király Péter nagy segítségemre volt [8, 9]. Dolgozni ezen a területen csak pár évvel később, egy 11 hónapos londoni NAÜ ösztöndíj folyamán 1979-ben kezdtem, vendéglátómmal, Mike Williams professzorral, akivel a sugárkárosodás, mint atomi ütközési folyamat statisztikus elméletéből írtunk egy cikket. Az intenzívebb munka a 90-es évek második felében kezdődött, a zérózaj elméletének gyorsítóval hajtott szubkritikus rendszerekre (ADS) való továbbfejlesztésével. Ez vezetett oda, hogy a 2000-es évek közepétől elkezdtünk közösen dolgozni Pál Lénárral az elágazó folyamatok elméletének kiterjesztésén és új alkalmazásain, amely szó szerint Lénárd utolsó napjaiig tartott. E közös munka egyik eredménye a neutronfluktuációkról szóló könyvünk [10] (11. ábra).

Az elágazó folyamat egy olyan folyamat, amelyben a résztvevő egyedek, például részecskék, kölcsönhatásban (ütközéssel kiváltott reakciók), vagy saját maguktól (radioaktív bomlás, spontán hasadás), véletlen számú azonos egyedre hoznak létre. Az elágazás alapfeltétele, hogy egyszerre legalább két egyed keletkezhesen. A természetben rengeteg jelenség képez elágazó folyamatot, nemcsak a fizikában, hanem

például a biológiában is (sejtek szaporodása, populációk fejlődése és kihalása stb.)

Az elágazó folyamatoknak végtelenül összetett és információgazdag statisztikája van, ami felhasználható arra, hogy a közegről, amiben a folyamat lezajlik, információkat szerezzünk, ráadásul nem-beavatkozó módon. Ezenkívül, az elágazó folyamatoknak mind matematikai, mind fizikai szempontból sok érdekes, néha meglepő, sőt intuícióellenes tulajdonsága van. Az alábbiakban ezekből próbálok néhányat összegyűjteni, leírni, értelmezni és – amennyire lehet – elkerülni, hogy a matematikai formalizmusba mélyen belemerjenek.

Relatív szórásnégyzet elágazó folyamatokban

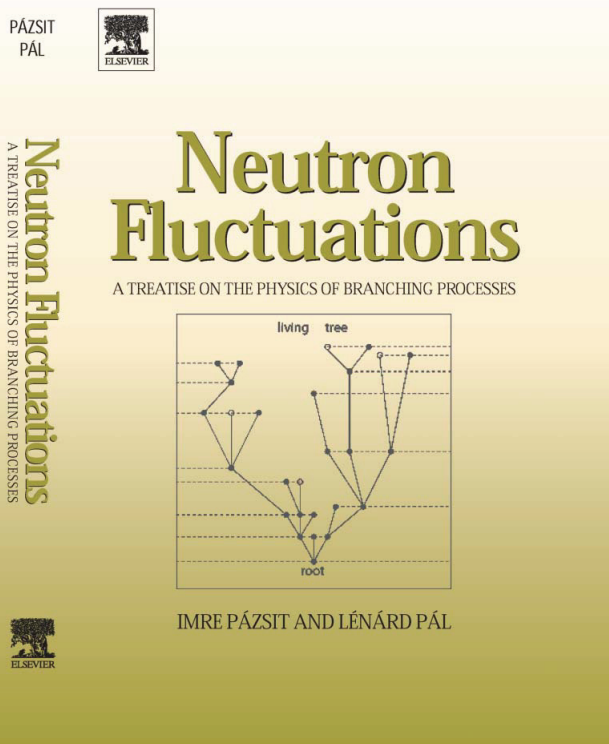
Az egyik ilyen érdekes tulajdonság a relatív szórásnégyzet viselkedése. Tudjuk, hogy az egymástól függetlenül, de azonos valószínűséggel bekövetkező események (például a radioaktív bomlás) száma egy

11. ábra. Pál Lénárral közösen írt könyv a neutronfluktuációkról alacsony teljesítményű rendszerekben.

A szerző kapta az Amerikai Nukleáris Társaság (ANS) 2021. évi „Eugene P. Wigner Reactor Physicist Award”-ot (E. P. Wigner Reaktorfizikus Díj), amelyet az ANS 2021. évi téli szimpóziumán adtak át Washington D.C.-ben 2021. december 1-jén. Az átadást követően a díjazott megtartotta a „Wigner Award Lecture” előadást. Ennek rövid kivonatát a *Fizikai Szemle* két egymást követő számában közöljük.



Pázsit Imre (1948) az ELTE-n szerzett fizikus oklevelet 1971-ben, majd a KFKI Atomenergia Kutató Intézetében lett doktori ösztöndíjas, ahol 1990-ig dolgozott („kisdoktor” – 1975, kandidátus – 1985). 1991-től professzor a göteborgi (Svédország) Chalmers Műszaki Egyetem Fizikai Tanszékén. Fő kutatási területe a stochasztikus neutrontranszport-folyamatok elmélete és alkalmazása a reaktorkutatásban és a hasadóanyagok azonosításában (safeguards), valamint az erőművi reaktordinamika és reaktorzaj-diagnosztika.



adott időtartam alatt Poisson-eloszlást követ, amelyek relatív szórásnégyzete 1. A Poisson-eloszlásnak egyetlen paramétere van, a folyamat intenzitása, aminek az az oka, hogy a folyamatnak nincs saját dinamikája. Azt lehet várni, hogy az érdekesebb folyamatokban, amelyekben több információ található, a statisztika eltér a Poisson-eloszlástól, és az információ az eltérésben van. Az elágazó folyamatoknál pontosan ez a helyzet, amire most néhány példát mutattunk.

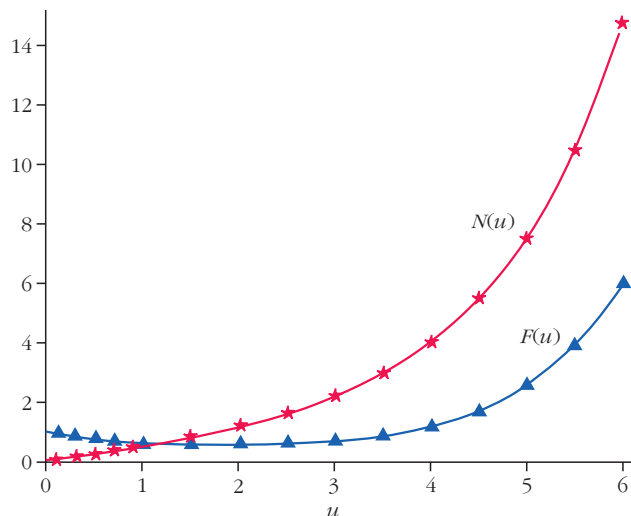
A neutronfluktuációk egyik tipikus alkalmazása a szubkritikus (külső neutronforrással hajtott) rendszerek $\rho = (k-1)/k$ reaktivitásának megállapítása a Feynman-alpha módszer alapján.¹ A módszer egy adott T időtartam alatt mért detektor-beütésszám relatív szórásnégyzete mérési időtől való függéséből állapítja meg a reaktivitást. A levezetést mellőzve, egy nagyon leegyszerűsített esetre, a véletlen Z beütésszám relatív szórásnégyzetének időfüggését a következő kifejezés adja:

$$\frac{\sigma_z^2(T)}{\langle Z(T) \rangle} = 1 + A \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \equiv 1 + Y(T). \quad (8)$$

Itt A a detektorhatásfoktól és a rendszer nukleáris paramétereitől függő (pozitív) állandó, míg az úgynevezett prompt neutron lecsengési paraméter, α tartalmazza a keresett szubkritikus reaktivitást egyszerű formában. Az $Y(T)$ függvény mérésekből könnyen meghatározható, amelyből a keresett α paraméter görbeillesztéssel, az A állandó ismerete nélkül is meghatározható.

Ami fentiekből érdekes, az az hogy a szubkritikus reaktorokban fellépő neutronfluktuációk relatív szórásnégyzete egynél nagyobb („szuper-Poisson”), és felülről korlátos az aszimptotikus $1+A$ értékkel. Azonban a relatív szórásnégyzet lehet divergens is, valamint kisebb mint 1 (szub-Poisson szórásnégyzet). Jánossy Lajos már 1950-ben kimutatta, hogy egy elektron-foton kaszkád fejlődése során a relatív szórásnégyzet lehet egynél nagyobb és kisebb is [9]. Még szembetűnőbb eltéréseket láthatunk atomi ütközési kaszkádokban, például a sugárkárosodás Khinchin–Pease-modelljében. Itt egy homogén egyatomos végtelen közegben indított E energiájú atom (ion) rugalmas ütközésekben egy kaszkádot indít, amennyiben a kilökött atomok is, energetikussá válván, további atomokat löknek ki. A kiütött atom helyén egy rácshiba marad. Az energetikus atomok addig mozognak amíg energiájuk egy E_d küszöbérték alá csökken, akkor rácsközi atom (intersticiális) lesz belőlük. Habár a defektek (vakanciák vagy rácsközi atomok) várható értéke az E/E_d arány növekedésével korlátlanul növekszik, ugyan-ezen véletlen változók relatív szórásnégy-

¹Itt k a rendszer sokszorozási tényezője (bővebben lásd az 1. részben).

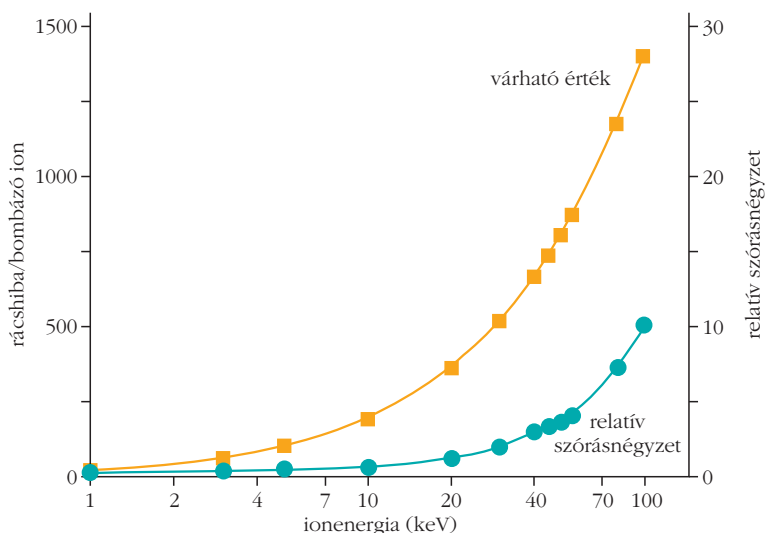


12. ábra. A kiszökő atomok számának $N(u)$ várható értéke és $F(u)$ relatív szórásnégyzete az $u = \ln(E/E_d)$ letargiaváltozó függvényében egy homogén feltételekben [11].

zete (amit az atomi ütközésekben Fano-faktornak hívnak), mélyen szub-Poisson. Nevezetesen, keménygömbszórást feltételezve, az kapjuk, hogy ha $E/E_d > 4$, akkor $F \approx 0,15$.

Ugyanakkor, ha egy végtelen közeg helyett egyik irányban végtelen félteret tekintünk, ott már drasztikusan megváltozik a helyzet. A feltér felszínét energetikus ionokkal bombázva, a közeg felszínéhez közeli, kifelé mozgó atomok ki tudnak szökni a közegből (sputtering). Ahogy jelen szerző elsők között megmutatta [11], ebben az esetben az E/E_d arány növekedésével a kiszökő atomok számának relatív szórásnégyzete (Fano-faktora) is ugyanúgy korlátlanul növekszik (12. ábra). Ha pedig a kaszkád kialakulása közben az elektronikus fékezést is figyelembe vesszük (amit az előbbieken elhanyagoltunk), akkor a rácshibák (vakanciák) relatív szórásnégyzete már végtelen közegben is divergál [12] (13. ábra).

13. ábra. A rácshibák (vakanciák) számának várható értéke (négyzetek) és relatív szórásnégyzete (körök) a bombázó ion energiájának függvényében, végtelen közegben, elektronikus fékezéssel [12].



Azt, hogy látszólag hasonló típusú folyamatokban a relatív szórásnégyzet ennyire szélsőségesen eltérően tud viselkedni, a folyamatokban fellépő vagy hiányzó megmaradási törvényeken keresztül, illetve azok korrelációkra való hatásán keresztül lehet megérteni. Habár minket például csak az összes rácshiba számának statisztikája érdekel, maga a folyamat egy fázistérben zajlik (energia-, illetve térkoordináták). Jelöljük az \mathbf{R} fázistér koordinátáit egyszerűség kedvéért az \mathbf{r} változóval. Legyen továbbá a részecskék fázistérben található egy pont- és kétpont-valószínűsége $n(\mathbf{r})$, illetve $n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, ahol $n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2$ annak az együttes valószínűsége, hogy mind az \mathbf{r}_1 körüli $d\mathbf{r}_1$, mind az \mathbf{r}_2 körüli $d\mathbf{r}_2$ infinitezimális térfogatokban egyaránt találunk egy-egy részecskét.² Defináljuk továbbá a kovarianciasűrűséget, mint

$$c(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - n(\mathbf{r}_1) n(\mathbf{r}_2). \quad (9)$$

Ezek után könnyű megmutatni, hogy a rendszerben levő részecskék teljes számának várható értéke, $\langle N \rangle$ nem más mint

$$\langle N \rangle = \int_{\mathbf{R}} n(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (10)$$

a relatív szórásnégyzetet pedig a

$$\frac{\sigma_N^2}{\langle N \rangle} = 1 + \frac{1}{\langle N \rangle} \int_{\mathbf{R}} c(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (11)$$

kifejezés adja. Ha a különböző pontokban való előfordulás egy korrelálatlan esemény, akkor a kovariancia zérus, és visszakapjuk a Poisson-folyamatra jellemző egységnyi relatív szórásnégyzetet. Szub-Poisson varianciát akkor kapunk, amikor a kovarianciafüggvény negatív, vagyis a fázistér két különböző pontjában való előfordulás közös valószínűsége kisebb, mint az egyéni előfordulások szorzata. Ez általában valamilyen megmaradási törvény következménye, amikor a fázistér valamelyik pontjában való megjelenés kizárja vagy csökkenti a más pontokban, vagy azok nagy részében való egyidejű megjelenés lehetőségét. Tegyük fel például, hogy összesen egy részecske van jelen a fázistérben, ahol annak bármely pontján megjelenhet egy bizonyos valószínűséggel. Mivel azonban két helyen egyszerre nem lehet, tehát $n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 0$, amiből azonnal kapjuk, hogy

$$\int_{\mathbf{R}} c(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 = -\langle N \rangle^2 = -1, \quad (12)$$

ami (11)-ből helyesen visszaadja, hogy a szórásnégyzet zérus.

A végtelen közegbeli, elektronikus fékezés nélküli kaszkádokban keltett defektok számának alacsony,

²Ezt az irodalomban túlnyomórészt úgy definiálják, mint a megfelelő térfogatokban található részecskék számának közös várható értéke, ami ugyanaz, csak sokkal kevésbé praktikus.

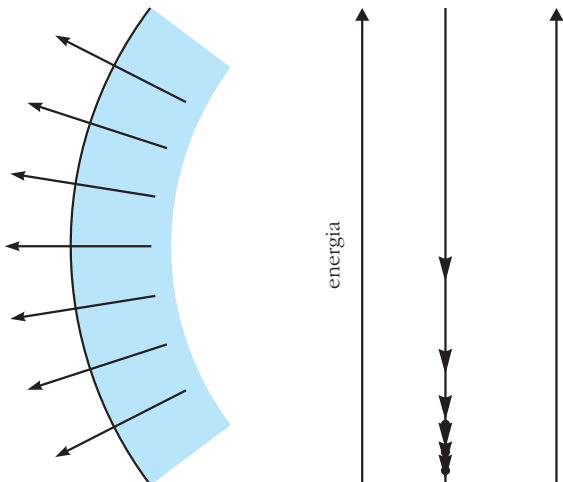
szub-Poisson Fano-faktorának oka az egyedi bináris ütközésekben való energiamegmaradás, ami megakadályozza, hogy például az ütközésből kilépő mindkét részecskének egyszerre legyen magas vagy alacsony energiája. Így az ütközést elhagyó két részecske energiában erősen antikorreál, tehát a kovarianciafüggvényben a negatív értékek dominálnak. Az összesen keltett defektok száma pedig egy majdnem determinisztikus függvénye a kezdő ion energiájának. Viszont feltételekben ez utóbbi „megmaradási összefüggés” eltűnik. A feltéret elhagyó részecskék számát nem korlátozza semmilyen energiamegmaradási törvény. A feltérből kilépő atomok pedig elviszik a teljes kinetikus energiájukat, így a kaszkádban maradó energia nem lesz állandó, sőt erősen ingadozni fog. Ez az oka annak, hogy a bombázó ion energiájának növekedésével, a relatív szórásnégyzet is monoton növekszik. Ha pedig a kaszkád dinamikájában az elektromos fékezést is figyelembe vesszük, akkor a keltett defektok relatív szórásnégyzete már végtelen rendszerekben is divergál, ha az indító részecske energiája végtelenhez tart, annak ellenére, hogy a végtelen rendszerből nem tudnak részecskék kilépni. Itt a megmaradási törvényt nem a kirepülő részecskék által elvitt energia bontja meg, hanem az a (véletlen nagyságú) energia, ami az elektromos fékezés miatt kicsatolódik a kaszkádból, és elvesz a defektokeltési mechanizmusból.

A neutronfluktuációk esetében nincs semmilyen megmaradási törvény. A neutronláncok keltésénél az egyedi reakciókban nincs energiamegmaradási törvény. A T idő alatt kapott detektálásoknál a fázistér szerepét az idő veszi át, és a Poisson feletti szórásnégyzet oka a pozitív korreláció a különböző időkben kapott beütések között. Mivel a korrelációk nagy időkülönbségekre lecsengenek, az egynél nagyobb relatív szórásnégyzet véges marad mindaddig, amíg a rendszer szubkritikus.

Az elágazó folyamat nem önadjungált jellege; előre- és hátrahaladó masteregyenletek

Már a klasszikus (determinisztikus) esetből is ismert, hogy a neutrontranszportot leíró lineáris Boltzmann-egyenlet nem önadjungált (nem hermitikus). Ennek oka az, hogy a folyamat nem invariáns az időtükrözésre. A neutrontranszportra ezt a következőképpen lehet demonstrálni.³ Egy folyamat időtükrözésre invariáns, ha a folyamatról videót készítve és azt visszafelé lejátszva, szintén a folyamat egy lehetséges megvalósulását kapjuk. Könnyen láthatjuk, hogy ez miért nem teljesül reaktorokban lezajló transzportfolyamatokra. Egyrészt az eredeti folyamatnál a reaktor határára neutronok lépnek ki a rendszerből, de befelé nem jön egy sem. Az időben visszafelé lejátszott videón pedig ez fordítva történne, ami nem történhet meg a folyamatban. A másik különbség a neutronok ener-

³Ezt a módszert volt évfolyamtársamtól, *Gnädig Péter*től vettem át.

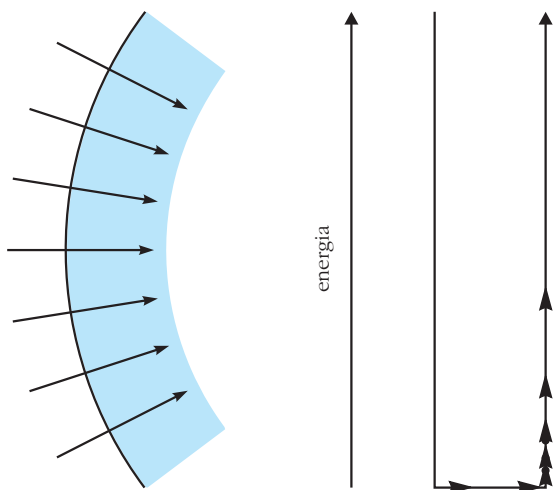


14. ábra. Az eredeti folyamat szemléltetése.

giájának időbeli viselkedése. Az eredeti folyamat során gyors neutronok keletkeznek a hasadásban, amelyek rugalmas vagy rugalmatlan szórásban több – és egyre kisebb – lépésben energiát veszítenek (lelassulnak). A lelassult neutronok egy idő után hasadást okoznak, az ott megjelenő neutronok egy lépésben felugranak az energiatartomány tetejére (14. ábra). A visszafelé lejátszott videón viszont azt látjuk, hogy a neutronok több, egyre nagyobb lépésben energiát nyernek, ahonnan aztán egy lépésben leesnek a termikus energiára (15. ábra). Ez sem következhet be.

Az a tény, hogy a legtöbb ismert folyamattal szemben a neutrontranszport (valamint sztochasztikus megfelelője) nem önadjungált, az érdekesnél érdekesebb matematikai és fizikai problémafelvetések és -értelmezések valóságos kincseshányója, aminek itt még csak a felszínét is alig tudom megkaparni. A nem önadjungált tulajdonság egyik fontos jellemzője, hogy ugyanazt a problémát két különböző egyenlettel lehet leírni, amelyek közül az egyik esetleg előnyösebb (könnyebben megoldható), mint a másik. Ez különösképpen igaz a sztochasztikus, mesteregyenlettel leírt folyamatokra (mint például az elágazó folyamat), ahol általában minden problémára egy úgynevezett „előrehaladó”

15. ábra. A fordított folyamat szemléltetése.



(direkt, angolul forward), illetve „hátrahaladó” (fordított, angolul backward) mesteregyenlet írható fel.

A mesteregyenletek sztochasztikus analógjai a direkt és adjungált transzportegyenletnek, amelyek első momentumai (várható értékre vonatkozó egyenletei) megegyeznek a direkt, illetve adjungált transzportegyenlettel. Viszont a teljes valószínűségeloszlás (vagy annak generátorfüggvénye) szintjén, sőt akár már a második momentum szintjén is, a különbség a direkt és a fordított egyenletek között sokkal nagyobb, mint az első momentum szintjén. Végül, sztochasztikus problémák esetén, vannak bizonyos problémák, amelyekre vagy csak az előrehaladó, vagy csak a hátrahaladó egyenlet írható fel. Mindezeket az alábbiakban próbálom meg illusztrálni.

A sztochasztikus esettel való összehasonlítás kedvéért, felírjuk a tradicionális transzportegyenletet és annak adjungáltját szubkritikus reaktorokra:

$$\begin{aligned} & \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) + \Sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = \\ & = \int f(\boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}, E' \rightarrow E) \phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E') \cdot \\ & \quad \cdot \Sigma(\mathbf{r}, E') d\boldsymbol{\Omega}' dE' + \\ & \quad + S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E), \end{aligned} \quad (13)$$

valamint

$$\begin{aligned} & -\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \psi^\dagger(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) + \Sigma(\mathbf{r}, E) \psi^\dagger(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = \\ & = \Sigma(\mathbf{r}, E) \int f(\boldsymbol{\Omega} \rightarrow \boldsymbol{\Omega}', E \rightarrow E') \cdot \\ & \quad \cdot \psi^\dagger(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E') d\boldsymbol{\Omega}' dE' + \\ & \quad + \Sigma_d(\mathbf{r}, E). \end{aligned} \quad (14)$$

Itt $\phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$ a tér-, irány- és energiafüggő neutronfluxus, $\psi^\dagger(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$ az úgynevezett adjungált függvény (másnéven neutronértékesség, importancia), Σ a totális neutron-hatáskeresztmetszet, f a szórásfüggvény (az ütközésenként keltett neutronok számára normalizálva), S a külső neutronforrás, és Σ_d egy tetszőleges detektor-hatáskeresztmetszet. Ahhoz, hogy a két egyenlet egymás adjungáltja legyen, a fluxusnak és az importanciának különböző határfeltételnek kell eleget tennie: a fluxus a rendszer határán a bemenő irányokra, az importancia a kimenő irányokra zérus. Ekkor meg lehet mutatni, hogy a (13) és (14) egyenletek által definiált transzportoperátorok egymás adjungáltjai. Azt is látjuk, hogy néhány kisebb különbségtől eltekintve, a két egyenlet formailag hasonló alakú.

A direkt és adjungált determinisztikus transzportegyenletek sztochasztikus esetbeli megfelelőjére, a markovi folyamatokra⁴ felírhatók az előre- és hátrahaladó mesteregyenletek. Így, egy diszkrét állapotterén lezajló folyamat $P(N, t | M, t_0)$ átmeneti valószínűségé-

⁴Egy folyamat akkor markovi, ha a rendszer adott időbeli állapota egyértelműen meghatározza a jövőbeli fejlődését, függetlenül attól, hogy milyen úton jutott ebbe az állapotba („a múlt nem befolyásolja a jövőt”).

re – a független, valamint az egymást kizáró események valószínűségére vonatkozó összefüggések figyelembevételével – a következő, magától értetődő azonosság írható fel ($t \geq t' \geq t_0$):

$$\begin{aligned} P(N, t \mid M, t_0) &= \\ &= \sum_t P(N, t \mid L, t') P(L, t' \mid M, t_0). \end{aligned} \quad (15)$$

Ebből az azonosságból úgy kapunk használható egyenletet, ha megjegyezzük, hogy az átmeneti valószínűség infinitezimális időkre, tehát ha $t = t_0 + dt$, a folyamat fizikájából általában explicit megadható:

$$\begin{aligned} P(N, t + dt \mid M, t) &= P(N, t \mid M, t - dt) = \\ &= w_{N,M} dt, \end{aligned} \quad (16)$$

ahol a $w_{N,M}$ átmeneti intenzitások fizikai megfontolásokból megkaphatók. Például egy Σ makroszkopikus hatáskeresztmetszettel jellemzett reakciónak megfelelő intenzitás $\nu \Sigma$, ahol ν a neutronsebesség.

Az előre-, illetve hátrahaladó masteregyenleteket ezek után a (15) egyenletből a $t' \rightarrow t$, illetve $t' \rightarrow t_0$ határátmenetek elvégzésével, és a kapott kifejezések differenciálegyenletté alakításával kapjuk. Nyilvánvaló okokból, az elsőt szokás „utolsó ütközési”, az utóbbit pedig „első ütközési” egyenletnek is nevezni. Az elágazó folyamatok esetében, most egy olyan folyamatot tekintünk, amit egyetlen neutron indít a $t = 0$ -ban, és keressük azt a $p_n(t)$ valószínűséget, amikor t időben a rendszerben n neutron van. Az egyszerűség kedvéért – tér- és energiafüggés nélkül – csak a teljes neutronszám fejlődését követjük. Feltesszük, hogy a neutronok egyetlen fajta reakciót szenvedhetnek csak el, amelynek intenzitása Q . A reakcióban véletlen számú új neutron keletkezik, f_k eloszlással (amiben az abszorpció és szórás valószínűsége is benne foglaltatik). Vezessük be az eloszlások generátorfüggvényeit, mint

$$\begin{aligned} q(z) &= \sum_{k=0}^{\infty} f_k z^k \quad \text{és} \\ g(z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} p_n(t) z^n. \end{aligned} \quad (17)$$

Ekkor az előre- és hátrahaladó egyenletekre a következőket kapjuk:

$$\frac{\partial g(z, t)}{\partial t} = Q[q(z) - z] \frac{\partial g(z, t)}{\partial z} \quad (18)$$

és

$$\frac{\partial g(z, t)}{\partial t} = Q\{g[g(z, t)] - g(z, t)\}. \quad (19)$$

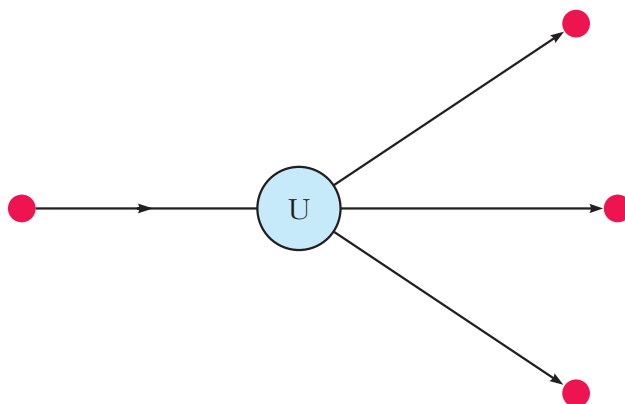
Fentiekből látható, hogy a különbség az előre- és hátrahaladó egyenletek szerkezete között jóval nagyobb, mint a direkt és adjungált transzportegyenletek, (13) és (14) között. A (18) előrehaladó egyenlet

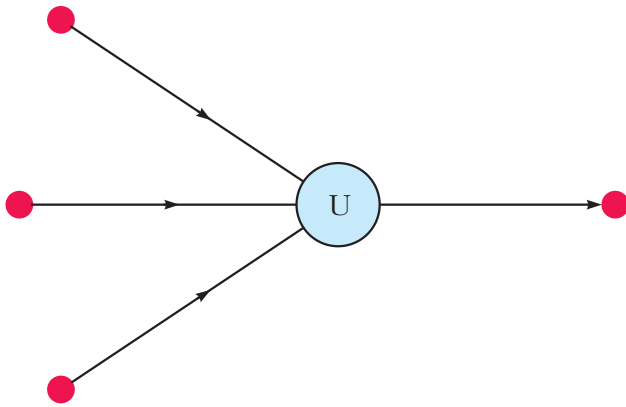
egy lineáris, parciális differenciálegyenlet, míg a (19) hátrahaladó egyenlet egy erősen nemlineáris differenciálegyenlet, ahol a nemlinearitás onnan származik, hogy a keresett $g(z, t)$ generátorfüggvény a $q(z)$ ismert generátorfüggvény argumentuma, amely egy polinom (lásd (17)). Ha persze elkezdjük a fenti, $g(z, t)$ generátorfüggvényre vonatkozó egyenletből a $p_n(t)$ eloszlás momentumaira vonatkozó egyenleteket leszámaztatni, akkor az első momentumokra itt is hasonló szerkezetű egyenleteket kapunk. Azonban a magasabb momentumokra a két alak közötti különbség rohamosan nő.

Ez a különbség még nyilvánvalóbb, ha a folyamat egy fázistéren játszódik le. Ez esetben a fázistér véges térfogatában található neutronok számának eloszlására előrehaladó egyenlet nem is írható fel, csak az első, második, harmadik stb. momentum számítására alkalmas egy pont-, kétpont-, hárompont- stb. egyenlet (vesd össze a szórásnégyzet kifejezését a kovarianciafüggvénnyel, (11) képlet). Fentiek az oka annak, hogy a fázistérben lejátszódó folyamatokban, mint például a Jánossy Lajos által tárgyalt elektron-foton záporok, illetve a Pál Lénárd által tér- és energiafüggő esetben leírt neutronfluktuációk esetében, a hátrahaladó egyenletek kerültek alkalmazásra.

Felmerül a kérdés, hogy a két alak közötti, a determinisztikus esetnél jóval nagyobb eltérésnek mi az oka? Itt újból visszanyúlunk a visszafelé lejátszott videós illusztrációhoz. A különbség az előző esethez képest az, hogy a determinisztikus esetben, tehát a várható értékre vonatkozó tárgyalásnál, nem kellett azzal törődnünk, hogy az elágazásban (hasadásban) egyszerre több neutron keletkezik, amelyeknek mind külön élete van, amit figyelembe kellene venni. Az első momentum szintjén (mivel ott csak egypontsűrűségekre van szükségünk), az egyszerre születő több neutron egyenértékű egyetlen, csak nagyobb súllyal rendelkező neutronnal. A sztochasztikus leírás szintjén, amely a magasabb momentumokat is magában foglalja, ez már nem tehető meg, hiszen annak számot kell tudni adnia a kétpont, hárompont stb. korrelációkról, amelyek csakis az elágazásban keletkező egyedek egyedi sorsának összegéből keletkeznek. Vagyis a videót most már azzal a felbontással kell

16. ábra. A direkt elágazás szimulálása.





17. ábra. A „fordított” elágazás bemutatása.

néznünk, ami az elágazást is mutatja. Amit az eredeti folyamatban látunk, azt a 16. ábra illusztrálja egy esetre amikor három neutron keletkezik egy hasadásban. A visszafelé lejátszott videón viszont az látjuk, amit a 17. ábra mutat, vagyis hogy 3 neutron egyszerre ütközik egy uránmaggal, ami ezután kienged egy neutron. Ez nemcsak, hogy egy nem lehetséges folyamat, hanem – mondhatni – egy „magasabb szinten nem lehetséges” megvalósulás, mint amit a várható értékek szintjén láttunk. Intuitíven azt is érezzük, hogy minél több neutron keletkezik az elágazásban, annál „lehetetlenebb” (kevésbé valószínű) a fordított folyamat, ami egybevág azzal, hogy minél magasabb momentumokat tekintünk, annál nagyobb a különbség az előrehaladó és hátrahaladó egyenletek között.

További aszimmetriák

Az a tény, hogy a véges fázistérben található részecskék statisztikájának meghatározásában a hátrahaladó (első ütközési) egyenletek sokkal praktikusabbak, mint az előrehaladó (utolsó ütközési) egyenletek, első sorban egy praktikum, ami áthidalható. Ugyanis a második, harmadik stb. momentum kiszámításához szükséges kétpont, hárompont stb. sűrűségeket egymásután ki tudjuk számolni. Nem lép fel az úgynevezett lezárási (closure) probléma, ami azt tenné szükségesé, hogy az összes momentumot csak egyszerre lehessen meghatározni egy végtelen rendű csatolt egyenletrendszerből. Vannak azonban ilyen esetek is, tehát amikor vagy az előre-, vagy a hátrahaladó egyenlet alkalmazásánál felmerül a lezárási, vagy más akut probléma, amitől az aktuális módszer alkalmazhatatlanná válik. Az alábbiakban erre adunk néhány példát.

Az egyik ilyen probléma a jól ismert kihalási valószínűség esete. Ahogy a neve mondja, a p kihalási valószínűség annak a valószínűsége, hogy $t \rightarrow \infty$ esetén a rendszerben zérus számú részecske legyen:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} p_0(t) \equiv p. \quad (20)$$

Erre a problémára azonnal fel lehet írni egy hátrahaladó egyenletet, összegezve azon egymást kölcsönösen kizáró események valószínűségét, amelyek az indító

neutronnal történnek az első reakcióban. Ezek a következők: 1) a neutron f_0 valószínűséggel elnyelődik az első reakcióban; 2) f_1 valószínűséggel egy utódot hoz létre, aminek a folytatásban ki kell halni, ami pontosan a keresett kihalási valószínűség; 3) f_2 valószínűséggel két utód jön létre, ami után a mindkettő által indított láncnak ki kell halnia, ennek valószínűsége p^2 és így tovább. Az, hogy a két neutron kihalásának valószínűsége az egy neutron kihalási valószínűségének négyzete, azon alapszik, hogy a két neutron által indított láncok sorsa egymástól független. Erre a feltételezésre alább még visszatérünk. Fentiek alapján

$$p = f_0 + f_1 p + f_2 p^2 + \dots = \sum_k f_k p^k, \quad (21)$$

$$\text{azaz } p = q(p).$$

Itt kihasználtuk az f_k eloszlás $q(z)$ generátorfüggvényének (17) definícióját. Fenti összefüggést (19)-ből is megkapjuk a $t \rightarrow \infty$ határátmenettel, mivel

$$p = \lim_{t \rightarrow \infty} g(z=0, t).$$

Könnyen belátható, hogy a (21)-nek megfelelő heurisztikus előrehaladó megfontolásokra nincs lehetőség, mert aszimptotikusan nem lehet „utolsó” ütközésről beszélni. A probléma abból is látszik, hogy a (18) előrehaladó egyenletből nem lehet a kihalási egyenletet megkapni a $t \rightarrow \infty$ határátmenettel.

A (21) transzcendentális egyenlet megoldása könnyen megkapható $q'(1) \equiv \nu \leq 1$ esetén (ν a reakciónként átlagosan keletkező utódok száma). Mivel minden generátorfüggvényre igaz, hogy $q(1) = 1$, ezért $p = 1$ mindig gyöke (21)-nek. Mivel $q(z)$ egy alulról konvex függvény (egy polinom csak pozitív együtthatókkal), akkor ha $f_0 > 0$ (különben a folyamat nem tudna kihalni), akkor $q'(1) = \nu \leq 1$ esetén $p = 1$ az egyetlen és igazi gyök. Mivel $\nu = 1$ esetén a rendszer kritikus ($\langle n(t) \rangle = 1, \forall t$), ez annyit jelent, hogy a kihalási valószínűség mind szubkritikus, mind kritikus reaktorban egyenlő 1-gyel, és csak szuperkritikus rendszerekben csökken 1 alá.

Itt tehát arra az ellentmondásos eredményre jutottunk, hogy kritikus rendszerekben a neutronszám várható értéke konstans, viszont a kihalási valószínűség = 1. Ehhez még hozzávehetjük, hogy (amint azt akár (18)-ból, akár (19)-ből könnyű megmutatni), kritikus rendszerekben a szórásnégyzet aszimptotikusan t -ben lineárisan divergál, ami a dolgot látszólag még ellentmondásosabbá teszi. Akit érdekel az ellentmondás feloldása, és még nem ismerné, a [13] referenciában talál rá egy egyszerű magyarázatot.

Vannak azonban olyan folyamatok is, amelyekre viszont a hátrahaladó egyenlet nem alkalmazható lezárási probléma nélkül. Egy ilyen eset az időben véletlenül változó közegben lejátszódó elágazó folyamat. A hátrahaladó egyenletben ugyanis, mint ahogy ezt a (21)-ben láttuk, de (19)-re is igaz, kihasználásra kerül egy úgynevezett faktorizációs feltevés. Eszerint a több, egyszerre keletkező neutron által indított lán-

cok fejlődése egymástól független folyamat. Ezt használtuk ki (21)-ben, amikor feltettük, hogy az egyszerre jelenlevő két neutron kihalási valószínűsége az egyedi kihalási valószínűségek szorzata. A teljes valószínűségeloszlásra vonatkozó (19)-ben ez úgy jelenik meg, hogy habár mi a $p_n(t) \equiv p_n(t|1)$ egy indító neutron által keltett további neutronok számának eloszlását keressük, az első ütközés után már több neutron van jelen, tehát megjelennek az új $p_n(t|m)$, $m = 1, 2, \dots$ mennyiségek. Hogy az ezzel járó lezárási problémát elkerüljük, az egyes láncok független fejlődését feltéve, alkalmazzuk a

$$p_n(t|k) = \sum_{n_1 + \dots + n_k = n} \prod_{i=1}^k p_{n_i}(t) \quad (22)$$

faktorizációs azonosságot. Ennek az alkalmazása vezet a generátorfüggvényre vonatkozó (19) egyenletben a $q[g(z, t)]$ tag megjelenésére.

Azonban időben véletlenül változó közegben az egyedi láncok fejlődése nem lesz független egymástól (a közeg változásai egyszerre befolyásolják az összes lánc sorsát), így a (22) faktorizációs összeg nem alkalmazható.⁵ Így fellép egy lezárási probléma, amennyiben a hátrahaladó egyenletből a $p_n(t|m)$ -ekre egy végtelen rendű csatolt egyenletrendszerrel kapunk.

A hátrahaladó egyenlet időben változó közegre való alkalmazhatatlanságát ismertük fel Pál Lénárddal, amikor a teljesítményzaj és a zérózaj egyesített elméletét kezdtük kidolgozni. Ezt felismervén, a problémát az előrehaladó egyenletek segítségével oldottuk meg, az egyszerűség kedvéért egy bináris, tehát két állapot között exponenciális eloszlással „ugráló” közeg esetre. Ebben az időben bináris közegben a reakciónként keletkező neutronok átlagos száma, amely nem egyenlő a két állapotban, maga is véletlen változó lesz. Ha a várható érték az 1. állapotban v_1 és a 2. állapotban v_2 , valamint a két állapot közötti változás intenzitása mindkét irányban azonos, akkor a teljes rendszerre nézve a reakcióban keletkező neutronok várható értéke $\langle v \rangle = (v_1 + v_2)/2$.

Azt lehetne várni, hogy amennyiben a rendszert a determinisztikus megfontolások alapján kritikusnak lehet tekinteni, azaz $\langle v \rangle = 1$, akkor a neutronszám várható értéke állandó marad. Azonban azt találtuk, hogy $\langle v \rangle = 1$ esetén, $\langle n(t) \rangle$ divergál, tehát ez a rendszer átlagban szuperkritikus. Az átlagos neutronszám állandó értékét csak abban az esetben lehet elérni, ha

$$\langle v \rangle = \frac{v_1 + v_2}{2} = \langle v \rangle_{\text{krit}} < 1.$$

A $\langle v \rangle_{\text{krit}}$ értéke nemcsak v_1 és v_2 -től, hanem a rendszer két állapota közötti ugrálás intenzitásától is függ [10]. Az ilyen rendszert hívhatjuk átlagban kritikusnak.

⁵Érdemes megjegyezni, hogy a láncok fejlődése csak akkor lesz korrelált, ha a közeg változásai véletlenek. Ha a közeg tulajdonságai determinisztikusan változnak, akkor a (22) faktorizáció alkalmazható marad.

Ezt a kis tanulmányt egy olyan eset leírásával zárjuk, amelyre sem az előre-, sem a hátrahaladó egyenletek nem alkalmazhatók. Az olvasó az előbbiekből könnyen kitalálja, hogy ilyen a kihalási valószínűség problémája időben véletlenül változó közegben. Ez volt az egyik utolsó probléma, amin még Pál Lénárddal közösen dolgoztunk, és amelyben egy másik korábbi mentorom, Mike Williams is részt vett [14]. Habár ezt a problémát, az előbbiekből leírt nyilvánvaló okok miatt, zárt formában megfogalmazni sem lehet, van egy kevésbé elegánst kiút, a numerikus megoldás. Nevezetesen, a (18) előrehaladó egyenletben, illetve annak az időben véletlenszerűen változó bináris közegre való általánosításában a $t \rightarrow \infty$ határátmenetet ugyan nem lehet elvégezni, de az egyenletet bármely véges t értékre numerikusan meg lehet oldani. A numerikus számításokat megfelelően hosszú t_{max} időre elvégezve, a (numerikusan) aszimptotikus állapot elérhető, ezáltal kinyerve a kihalási valószínűség értékének becslését, mint $p = g(z=0, t_{\text{max}})$.

A számítások eredményeként azt vártuk, hogy – a sztatikus rendszerekben való kihalási valószínűség, valamint az időben változó közegek kritikussága alapján – a kihalási valószínűség $p = 1$ lesz a $\langle v \rangle \leq \langle v \rangle_{\text{krit}} < 1$ esetekre, viszont $p < 1$, amikor $\langle v \rangle > \langle v \rangle_{\text{krit}}$. Azonban, meglepetésünkre, azt találtuk, hogy $p = 1$ marad még akkor is, ha $\langle v \rangle > \langle v \rangle_{\text{krit}}$ mindaddig, amíg $\langle v \rangle \leq 1$. Ez annyit jelent, hogy a kihalási valószínűség még akkor is 1, ha a rendszer már átlagban (enyhén) szuperkritikus, tehát a neutronszám várható értéke divergál. Ez egy, az állandó rendszerekben tapasztalható eredménynél nagyobb paradoxonnak tűnik, így meglehetősen váratlan eredmény. Hozzá kell tenni azonban, hogy ezt a következtetést pusztán numerikus eredmények alapján vontuk le, így még megerősítésre szorul. Azonban, ha az eredmény általánosan igaz, annak jelentős hatása lehet bizonyos alkalmazásokban, például biológiában, sejttanban stb.

Irodalom

- Pázsit Imre: Együtt dolgozni Pál Lénárddal. *Fizikai Szemle* 55/11 (2015) 367–371.
- Pál Lénárd: Atomreaktorokban fellépő láncreakciók statisztikus elmélete I–III (oroszul). *Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae* 14/4 (1962) 345–355, 357–367, 369–380.
- L. Jánossy: Note on the Fluctuation Problem of Cascades. *Proc. Phys. Soc. A* 63/4 (1962) 241–249.
- L. Jánossy, H. Messel: Fluctuations of the Electron-Photon Cascade – Moments of the Distribution. *Proc. Phys. Soc. A* 63/4 (1962) 1101–1115.
- Imre Pázsit, Lénárd Pál: *Neutron Fluctuation: A Treatise on the Physics of Branching Processes*. Elsevier Ltd, London, New York, Tokyo (2008)
- I. Pázsit, A. K. Prinja: Theory of sputter yield fluctuations and calculation of the variance. *Physical Review B* 52/23 (1995) 16877–16883.
- R. Chakarova, I. Pázsit: Fluctuations in collision cascades with a realistic scattering model. *Nucl. Instr. Meth. B* 143/3 (1998) 272–283.
- I. Pázsit: A random walk in reactor physics and neutron transport. *J. Reactor Phys. Section of AESJ No 72* (2020) https://rpg.jaea.go.jp/else/rpd/annual_report/pdf72/No72-02-02.pdf
- Imre Pázsit, M. M. R. Williams, Lénárd Pál: The extinction probability in systems randomly varying in time. *Nuclear Engineering and Technology* 49/6 (2017) 1301–1309.

RENORMÁLÁSI CSOPORT WILSON- ÉS GELL-MANN–LOW-MÓDRA

Fejős Gergely
Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Fizikai Intézet, Atomfizikai Tanszék

„Wilson az egész elméleti tudományt forradalmasította a renormálási csoport újragondolásával.”
Leo Kadanoff (2013)

Bevezetés

A renormálási csoport, mint matematikai eszköz a fizika gyakorlatilag minden olyan ágában előfordul, ahol soktestrendszer vizsgálatára van szükség. A fizika a 20. század második felében végbement fejlődésére visszatekintve a renormálási csoport annak egyik legkorszakalkotóbb felfedezésének tekintendő, amely alapjaiban változtatta meg a kvantummezők és a rájuk épülő kölcsönhatások megértését [1]. Segítségével vagyunk képesek leírni, hogy egy fizikai rendszer jellemzői miként változnak attól függően, hogy milyen méretskálán tekintünk rá. Jelenségek széles tárháza vált megmagyarázhatóvá a módszer alkalmazásával az elemi kölcsönhatások viselkedésétől a másodrendű fázisátmenetek univerzalitásán át egészen a topologikus átalakulások megértéséig. Segítségével az einsteini általános relativitáselmélet lehetséges kvantummos kiterjesztése is elképzelhetővé vált (aszimptotikus biztonságg).

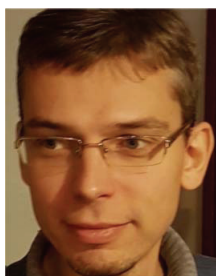
A renormálási csoportnak rengeteg változata létezik, de történetileg két variáns különösen fontos szerepet töltött be a skálaváltozáshoz kapcsolódó jelenségek megértésében. Az első a Gell-Mann–Low-, vagy ismertebb nevén a térelméleti renormálási csoport, amely túlnyomó részben az elemi részek fizikájában használatos. Utóbbi mutatott rá elsőként arra, hogy egy adott, karakterisztikus E energiaskálán végbemenő folyamat valószínűségi amplitúdójának perturbatív kifejtésében megjelenő, az energia logaritmusával skálázó járulékok, amelyek nagy E esetén tönkreteszik a perturbációs sort, az úgynevezett futó csatlós bevezetésével, illetve a renormálási skála megfelelő választásával felösszegezhető, így a perturbációszámítás nem szükségszerűen divergens. A másik változat, amely Wilson nevéhez kötődik, pedig azt

mutatta meg, hogy móduseliminációval hogyan lehet infravörös divergenciáktól mentesen leírni egy önhasznó statisztikus fizikai rendszer viselkedését a kritikus pontban. A két alkalmazás és a szóban forgó matematikai megfogalmazások annyira távolinak tűnnek, hogy első hallásra kevéssé érthető, hogy mind Gell-Mann és Low, mind Wilson ugyanazt a fizikai ötletet valósítják meg. Jelen ismeretterjesztő írás célja az, hogy ezt egyszerű, könnyen emészthető formában demonstrálja, miközben mélyebb megértést tegyen lehetővé azok számára is, akik inkább az egyik vagy a másik változatot ismerik jobban.

A renormálási csoport kialakulásának felidézésekor érdemes tudni, hogy annak alapötlete valójában a méltatlanul kevés elismerést kapott Stückelberg és Petermann (1953) nevéhez fűződik [2], akik már Gell-Mann és Low (1954) [3] előtt lettek a módszer alapköveit. Ma ismert formáját Callan és Symonzik (1970) [4, 5] hozzájárulásai nyomán érte el, és Collins által ezidőtájt (1975) nyert megértést a renormálási-csoport-egyenlet és az anomális skálainvariancia Ward-azonossága közötti kapcsolat is [6]. Wilson (1971) [7–9] Kadanoff munkájára (1966) [10] építkezve dolgozta ki a saját változatát, amelyről kiderült, hogy az eredeti megfogalmazásnál általánosabb, és annál jóval intuitívabb is.

A történet szempontjából érdekes, hogy Wilson a Caltech-en, Gell-Mann diákjaként kezdte karrierjét, és saját elbeszélése szerint doktori tanulmányai kezdetén a 3 dimenziós Ising-modell megoldását kapta feladatul. Bár 1961-es disszertációja nem ebből született, lenyűgöző kitartásról és zsenialitásról tesz tanúbizonyságot, hogy bár éveken át egyetlen cikke sem jelent meg tudományos folyóiratokban, 10 évvel fokozatának megszerzése után egy olyan megoldással rukkolt elő a 3 dimenziós Ising-modell partíciós függvényének előállítását illetően, amely teljesen újraírta azt a képet, amit korábban soktestrendszerekről gondoltak. 2013-ban bekövetkezett halálára írt nekrológban Kadanoff azt írja róla: „Wilson az egész elméleti tudományt forradalmasította a renormálási csoport újragondolásával” [11]. Az 1982. évi Nobel-díj egyedüli nyerteseként az elmúlt évszázad második felének egyik legjelentősebb eredményt elért elméleti fizikusaként tartjuk számon.

Az alábbiakban elsőként a wilsoni, majd a térelméleti renormálási csoport legfontosabb jellegzetessé-



Fejős Gergely (PhD 2011, ELTE részecskefizika) elméleti fizikus, egyetemi adjunktus (2019). 8 évet töltött Japán meghatározó egyetemein és kutatóintézeiben (University of Tokyo, RIKEN, Osaka University, Keio University). Kutatásaiban erősen kölcsönható kvantummező-elméletekkel foglalkozik nemperturbatív funkcionális technikák alkalmazásával. Érdeklődési területei közé tartozik a kvark- és maganyag fázisátalakulások. Bolyai- és ÜNKP ösztöndíjas.

geit tekintjük át, végül pedig a két módszer kapcsolataival, és a közöttük lévő átjárhatóság lehetőségével foglalkozunk.

A wilsoni renormálási csoport

A wilsoni renormálási csoport alap gondolatát – amely a fluktuációk szukcesszív kiintegrálását jelenti – annak modern, úgynevezett funkcionális köntösében mutatjuk be. Az így létrejött módszer, amely fizikailag semmi lényegi különbséget nem hordoz az eredeti, Wilson által megfogalmazott változathoz képest, a funkcionális renormálási csoport nevet viseli, és legelterjedtebb alakját *Wetterich* (1993) vezette le [12, 13].

Cikkünkben az egyszerűség kedvéért végig egy végtelen nagy kiterjedésű, d dimenziós, hiperkübös rácson ülő, valós ϕ változó által leírható fizikai rendszerrel foglalkozunk. Az egyensúlyi statisztikus fizikában használatos kanonikus állapotösszeg definíció szerint

$$Z = \text{Tr} \exp(-\beta \hat{H}), \quad (1)$$

ahol \hat{H} a rendszer Hamilton-operátora. A trace operációt koordináta-bázisban kiértékelve Z -t pályaintegrál-reprezentációban is elő lehet állítani,

$$Z = \int \mathcal{D}\phi \exp\left(-\int \mathcal{L}[\phi]\right), \quad (2)$$

ahol \mathcal{L} a szóban forgó fizikai rendszer euklideszi Lagrange-függvénye. A pályaintegrál a minden rácspontban ülő ϕ változóra vonatkozik,

$$\mathcal{D}\phi = \prod_{\mathbf{x}} \mathcal{D}\phi(\mathbf{x}),$$

amelyek mindegyike képzetes időben egy olyan pályát jár be, amelyre

$$\phi(\mathbf{x}, \tau = 0) = \phi(\mathbf{x}, \tau = \beta),$$

ahol $\beta = 1/T$ az inverz hőmérséklet. A pályaintegrál elnevezést a konstrukció onnan kapta, hogy minden időpillanatban is integrálunk,

$$\mathcal{D}\phi(\mathbf{x}) = \prod_{\tau} d\phi(\mathbf{x}, \tau),$$

ezáltal rögzített \mathbf{x} mellett tetszőleges $\phi(\tau)$ pálya megjelenik Z előállításában. Az előzőek értelmében az exponenciális függvény argumentumában szereplő integrál is a képzetes időre és a d dimenziós térfogatra vonatkozik,

$$\int \equiv \int_0^{\beta} d\tau \int d^d x.$$

A továbbiakban úgy gondolkozunk, hogy a képzetes időben fluktuáló járulékok kiszámítását formálisan el lehet végezni (például Matsubara-formalizmusban), amely után a (2) egyenlettel alakilag azonos összefüggést kapunk, de benne már egy effektív Lagrange-függvény, illetve a hozzá tartozó effektív mező szerepel, amely már csak a valós, d dimenziós tér függvénye. Természetesen az effektív Lagrange-függvény paraméterei ezáltal hőmérsékletfüggővé válnak, de ezek pontos alakjára nem lesz szükségünk. Érdemes megjegyezni, hogy a fentiek azt is mutatják, hogy egy d dimenziós, nulla hőmérsékletű kvantum-fázisátalakulást leíró elmélet leképezhető egy $d+1$ dimenziós klasszikus (véges hőmérsékletű) átalakulást leíró elméletre, hiszen $\beta \rightarrow \infty$ esetén a képzetes idő iránya többé nem kompakt, és az lényegében egyenértékű bármelyik térszerű iránnyal. Ekkor persze valamely más külső paraméter (például kémiai potenciál, mágneses mező) változásával következik be fázisátmenet.

A wilsoni renormálási csoport alap gondolata az, hogy (2)-ben a funkcionális integrálást Fourier-módusok szerint szukcesszíven végezzük el, magas hullámszámoktól az alacsonyabbak felé haladva. Ennek fő motivációja az, hogy ha a fluktuációk kiszámítása végett perturbációszámítást építenénk fel \mathcal{L} valamely kicsiny paramétere(i) szerint, a kritikus pontban infravörös divergenciákat kapnánk (ha $d \leq 4$). A fenti ötlet szerint azonban, a hullámszámok között fokozatosan lépdelve az utóbbi probléma biztosan elkerülhető, hiszen a leghosszabb hullámhosszú módusokat sohasem érintjük. Két közbenső skála közötti kiintegrálás műveletét nevezzük renormáláscsoport-transzformációnak. Az eredeti gondolatmenet szerint Z minden lépés után előáll egy redukált funkcionálintegrál alakjában,

$$Z = \int \mathcal{D}\phi_{<}^{(k)} \exp\left(-\int \mathcal{L}_k[\phi]\right), \quad (3)$$

ahol a funkcionális integrációs mértékben, és a Lagrange-függvényben is felbukkanó k skálaparaméter (cutoff) azt a közbenső hullámszámot jelzi, amelyen túli módusokat már figyelembe vettük (tehát csak az ennél kisebbekre van integrálás). Wilson az \mathcal{L}_k függvényre, pontosabban az abban szereplő csatolások k -függésére állított fel differenciálegyenleteket, amelyek $k \rightarrow 0$ megoldásával vizsgálta Z tulajdonságait. Ezzel komplementer, de teljesen ekvivalens megfogalmazás, hogy \mathcal{L} helyett Z -nek adunk k -függést, ahol definíció szerint

$$Z_k = \int \mathcal{D}\phi_{>}^{(k)} \exp\left(-\int \mathcal{L}[\phi]\right). \quad (4)$$

Utóbbi abban az értelemben komplementer (3)-hoz képest, hogy itt a k -nál nagyobb módusokra integrálunk, és ez esetben Z_k -ra állíthatunk fel differenciálegyenletet. Mind a (3), mind a (4) megfogalmazás esetében úgy gondolkozunk, hogy valamilyen, a

rendszerre jellemző mikroszkopikus Λ skálától $k = 0$ -ig összeadjuk az összes módus járulékát, ezzel végeredményben a teljes Z állapotösszeget állítjuk elő. Egy statisztikus fizikai rendszerben tipikusan $\Lambda \sim 1/a$, ahol a a rendszert jellemző mikroszkopikus összetevők távolsága (rácsállandó), míg egy kontinuum sok változót tartalmazó térelméletben értelemszerűen $\Lambda = \infty$.

A (4) egyenlet megfogalmazása azért érdekesebb, mert az eredeti gondolatmenet általánosítására ad lehetőséget. Vegyük észre, hogy (4) szerint Z_k -ban szigorúan csak olyan módusokra integrálunk, amelyek hullámszáma nagyobb, mint k . Lehetőségünk van azonban Z_k -t általánosabban is definiálni, amelyben az infravörös fluktuációk nem egzaktul vannak kilőve, hanem hatásukat folytonosan csökkentjük le nullára (a rövidebb hullámhosszak felől közelítve). Ekkor az a karakterisztikus hullámszám, ami szétválasztja a fluktuációkat abból a szempontból, hogy effektíve bekerülnek-e a funkcionálintegrálba, válik a k változóvá. Ezt a konstrukciót egy R_k úgynevezett regulátor függvényen keresztül érjük el, amelynek segítségével a skálafüggő állapotösszeg általánosított definíciója

$$Z_k = \int \mathcal{D}\phi \exp\left[-\int L[\phi] - \frac{1}{2} \int \int \phi R_k \phi\right]. \quad (5)$$

A Lagrange-függvény mellé bevezetett reguláló tagot érthetjük direkt vagy Fourier-térben is:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int \int \phi R_k \phi &\equiv \frac{1}{2} \int_x \int_y \phi(\mathbf{x}) R_k(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \phi(\mathbf{y}) \equiv \\ &\equiv \frac{1}{2} \int_p \int_q \phi(\mathbf{p}) R_k(-\mathbf{p}, \mathbf{q}) \phi(-\mathbf{q}), \end{aligned} \quad (6)$$

ahol R_k Fourier-térbeli előállítását érdemes diagonálisnak választani,

$$R_k(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = R_k(\mathbf{q}) (2\pi)^d \delta(\mathbf{p} + \mathbf{q}), \quad (7)$$

és a fentieknek megfelelően $R_k(\mathbf{q})$ -tól azt követeljük meg, hogy az infravörös módusok „tömegét” nagygyá tegye, befagyasztva ezáltal a fluktuációikat. Eszerint az $R_k(\mathbf{q})$ függvény $|\mathbf{q}|^2 \gg k^2$ esetén kicsi, míg $|\mathbf{q}|^2 \ll k^2$ esetén nagy kell, hogy legyen, a közbenső értékekre pedig valamilyen módon interpolál. Vegyük észre, hogy (5)-ben minden módusra integrálunk, és valójában az R_k függvény hatása következtében lesznek az infravörös fluktuációk fokozatosan kisebb súlyúak a funkcionálintegrálban. Az eredeti wilsoni változatnak, lásd (4), értelemszerűen az

$$R_k^W(\mathbf{q}) = \lim_{M^2 \rightarrow \infty} M^2 \Theta(k^2 - \mathbf{q}^2) \quad (8)$$

élesen levágó regulátor felel meg, ahol az $M^2 \rightarrow \infty$ feltevél a k -nál alacsonyabb hullámszámú fluktuációkat

egzaktul eliminálja.¹ Ez azonban csak egy speciális választás, és érdemes lehet a regulátorfüggvény specifikációja nélkül felállítani skálafutást leíró differenciál-egyenleteket.

Kényelmi okokból valójában nem Z_k -val, hanem a negatív logaritmusának Legendre-transzformáltjával, az úgynevezett effektív hatással érdemes dolgozni. Ehhez első lépésben Z_k -t egy külső J forrás mellett is értelmezzük:

$$Z_k[J] = \int \mathcal{D}\phi \exp\left[-\int L[\phi] - \frac{1}{2} \int \int \phi R_k \phi - \int J\phi\right], \quad (9)$$

a szóban forgó effektív hatás pedig definíció szerint

$$\Gamma_k[\bar{\phi}] = -\log Z_k[J] - \int J\bar{\phi} - \frac{1}{2} \int \int \bar{\phi} R_k \bar{\phi}, \quad (10)$$

ahol $\bar{\phi} = -\delta \log Z_k[J] / \delta J$, a J külső forrás konjugált változója, az átlagtér. Lederiválva (10)-et k szerint, a Γ_k skálafüggő effektív hatás kielégíti a következő renormálásicsoport-egyenletet:

$$\partial_k \Gamma_k[\bar{\phi}] = \frac{1}{2} \int \int (\Gamma_k^{(2)} + R_k)^{-1} \partial_k R_k, \quad (11)$$

amelyet Wetterich-egyenletnek is hívunk [12]. Itt $\Gamma_k^{(2)}$ a Γ_k függvény második funkcionális deriváltja a $\bar{\phi}$ háttérrel,² és (11) jobb oldalán szereplő integrál ismét értelmezhető direkt- vagy Fourier-térben is. Az R_k függvény tulajdonságaiból következően $\Gamma_\Lambda = S$, ahol $S = \int L$ a klasszikus (mikroszkopikus) hatás, amelyben definíció szerint semmilyen fluktuáció nincsen figyelembe véve. Praktikusan, (11) megoldása során a Λ ultraibolya skáláról, S -ből kiindulva leintegrálunk $k \rightarrow 0$ -ra, hogy megkapjuk a teljes effektív hatást, $\Gamma_{k=0} \equiv \Gamma$ -t.

Amennyiben Γ funkcionális deriváltjaiként előálló, úgynevezett valódi vertexeket nulla impulzus mellett szeretnénk kiértékelni, hasznosnak bizonyul az úgynevezett lokálispotenciál-közelítés, amelyben a

$$\Gamma_k[\phi] = \int_x \left[\frac{1}{2} (\nabla\phi)^2 + V_k(\phi) \right] \quad (12)$$

közelítéssel élünk. A V_k effektív potenciált Taylor-sor alakban elképzelve,

$$V_k(\phi) = \frac{m_k^2 \phi^2}{2} + \frac{\lambda_k \phi^4}{4!} + u_k \phi^6 + w_k \phi^8 \dots, \quad (13)$$

(11) segítségével a k -függést leíró renormálásicsoport-egyenleteket vezethetünk le az m_k^2 , λ_k , u_k , w_k ... együtthatókra. Ehhez (11) mindkét oldalát ϕ szerint haladó sor alakban írjuk fel, majd azonosítjuk a

¹Az irodalomban sok más regulátorfüggvényt is alkalmaznak. Litim- vagy optimalizált regulátorként vált ismertté például az $R_k^L(\mathbf{q}) = (k^2 - \mathbf{q}^2) \Theta(k^2 - \mathbf{q}^2)$ függvény [14].

²Többkomponensű térváltozó esetén $\Gamma_k^{(2)}$ mint mátrix áll elő, ekkor a Wetterich-egyenlet jobb oldalán trace is szerepel.

bal és jobb oldalakon az egyes Taylor-együtthatókat. Vegyük észre, hogy ehhez nyugodtan használhatunk olyan háttérmezőt, amely helyfüggetlen. Egy ilyen esetre megszorítkozva leolvasható, hogy

$$\Gamma_k^{(2)}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \equiv \Gamma_k^{(2)}(\mathbf{p}) \delta(\mathbf{p} + \mathbf{q}) = \left(\mathbf{p}^2 + m_k^2 + \frac{\lambda_k \phi^2}{2} + \dots \right) \delta(\mathbf{p} + \mathbf{q}). \quad (14)$$

Ezt behelyettesítve (11)-be, a regulátorfüggvény megválasztása után megkaphatjuk a csatolások (nulla impulzusú n -pont vertexek) skálafutását. A wilsoni regulátort használva, lásd (8), (11)-ből a Taylor-együtthatók futására, vagyis a rájuk vonatkozó renormálási csoport transzformációkra kapjuk, hogy

$$k \partial_k m_k^2 = -\Omega_d \frac{\lambda_k}{2} \frac{k^d}{k^2 + m_k^2}, \quad (15a)$$

$$k \partial_k \lambda_k = \Omega_d \frac{3 \lambda_k^2}{2} \frac{k^d}{(k^2 + m_k^2)^2}, \quad (15b)$$

itt

$$\Omega_d = \frac{2}{(4\pi)^{d/2} \Gamma(d/2)}$$

a szögintegrálból következik. A (15) egyenletekben a magasabb rendű tagok járulékait elhagytuk, illetve a $\sim \phi^6$ és azon túli Taylor-együtthatók futását nem írtuk le.³ Mivel másodrendű fázisátalakulások során a szögben forgó fizikai rendszerek skálainvariáns viselkedést mutatnak, Wilson a (15) egyenletek skálázó, úgynevezett fixpontmegoldásait, azaz, ha

$$m_k^2 = m_*^2 k^2 \quad \text{és} \quad \lambda_k = \lambda_* k^{4-d}$$

kereste. Rájött, hogy létez(het)nek olyan nemtriviális fixpontok, amelyek a csatolási állandók terében vonzzák a trajektóriákat, ahogy az egyre nagyobb hullámhosszú fluktuációk kiintegrálásra kerülnek. Ezzel rámutatott arra, hogy másodrendű fázisátalakulások során univerzalitás lép fel, nem számít, hogy ultraibolya skálán a csatolások pontosan milyen értéket vesznek fel, a fluktuációk „kimossák” a mikroszkopikus részleteket, a rendszerek makroszkopikus skálán ($k \rightarrow 0$) ugyanazt a viselkedést mutatják. Eredményeivel sikerrel magyarázta meg a különböző kritikus exponensek megfigyelt értékeit is.

A következő kérdés az, hogy az idáig ismertett konstrukciónak mi köze van a részecskefizikából is-

³Érdemes tudni, hogy a csatolások futásai általában regulátorfüggők, azonban ha $m_k = 0$, akkor lokálispotenciál-közelítést alkalmazva $d = 2$ -ben a tömeg, $d = 4$ -ben a negyedfokú csatolás, általában pedig $d = n$ esetén az n -edfokú csatolás futása univerzális.

mert térelméleti renormálási csoporthoz. Az alábbiakban erre keressük a választ.

A térelméleti renormálási csoport

A részletek ismertetése előtt érdemes felidézni, hogy a Gell-Mann és Low neve által is fémjelzett térelméleti renormálási csoport nevet az a tény szolgáltatja, hogy ebben a keretben a Λ ultraibolya skála végtelennek tekintendő, a mezőinkre szigorúan, mint a tér minden pontjában élő, kontinuum sok dinamikai változóként gondolunk. Fontos azt is tudni, hogy ezek nem kellő körültekintéssel ultraibolya divergenciák megjelenését vonják maguk után, amelyek helyes kezelését a renormálási program hajtja végre. A renormálási csoport-transzformáció művelete ebből egyenesen következik.

A renormálási csoport térelméleti megfogalmazásában nincs regulátorfüggvény, a teljes effektív hatás (10) alapján

$$\Gamma[\bar{\phi}] = -\log Z[J] - \int J \bar{\phi}. \quad (16)$$

Az előző fejezetben is tárgyalt egykomponensű valós skalármező modelljével szeretnénk foglalkozni, és ezúttal vizsgálódásainkat $d = 4$ -re szorítjuk meg. A klasszikus (vagyis fluktuációkat nem tartalmazó) euklideszi hatás⁴ (12) és (13) alapján

$$S[\phi] = \int_x L[\phi] = \int_x \left[\frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 + \frac{1}{2} m^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4!} \phi^4 \right], \quad (17)$$

ahol Z -t és L -t továbbra is (3) kapcsolja össze. Láthatóan magasabb rendű csatolások nem találhatóak meg S -ben, aminek oka az, hogy mivel az előző fejezet szerint $S \equiv \Gamma_{k=\Lambda}$, és jelen esetben $\Lambda = \infty$, ezért S -ben csak olyan csatolásokat helyezhetünk el, amelyek nemnulla értékre fut(ná)nak be $k \rightarrow \infty$ esetén. A hagyományos terminológia szerint a klasszikus hatásban csak (perturbatíván) renormálható csatolások jelenhetnek meg. Meggondolható, hogy ellenkező esetben a rövidesen ismertetésre kerülő renormálási program nem valósítható meg.

Vizsgálatainkat azzal folytatjuk, hogy megmutatjuk, a korábban bevezetett, skálafüggő 2- és 4-pont függvények nulla impulzusú futási egyenleteit anélkül is meg lehet határozni, hogy a cutoff-skálát Wilson módjára változtatnunk kellene. A Feynman-szabályok alkalmazásával, eltűnő háttérmezőnél ($m^2 > 0$ feltételezéssel) kapjuk, hogy

$$\Gamma^{(2)}(0) = m^2 - \text{---}\bigcirc\text{---} + \dots = m^2 + \frac{\lambda}{2} \int_q \frac{1}{\mathbf{q}^2 + m^2} + \dots \quad (18a)$$

⁴Feltesszük, hogy a Wick-forgatás minden esetben elvégezhető, így minkowski helyett euklideszi térelmélettel dolgozunk.

és

$$\begin{aligned}\Gamma^{(4)}(0) &= \lambda - \text{diagram} + \dots = \\ &= \lambda - \frac{3\lambda^2}{2} \int_q \frac{1}{(\mathbf{q}^2 + m^2)^2} + \dots,\end{aligned}\quad (18b)$$

ahol egyhurok szintig írtuk fel a járulékokat. Látható, hogy a dimenziótól függően a fluktuációs járulékok ultraibolya divergenciát tartalmazhatnak, ami azt jelzi, hogy a perturbációs számítás, amivel próbálkozunk, nem jól definiált. Az egyenleteket renormálni kell, amely során átrendezzük a perturbatív sort, azt nem a λ „csupasz” paraméter szerint, hanem egy alkalmasan választott, úgynevezett renormált λ_μ változat szerint építjük fel. A különbséget $\delta\lambda$ ellentagnak nevezzük, $\lambda = \lambda_\mu + \delta\lambda$. Rögtön kiderül, hogy utóbbi λ_μ -ben perturbatív és vezető rendben $\mathcal{O}(\lambda_\mu^2)$. Hasonlóan, ha m^2 -et is két tag összegére bontjuk fel, $m^2 = m_\mu^2 + \delta m^2$, akkor δm^2 pedig $\mathcal{O}(\lambda_\mu)$. A fentiekkel konzisztens perturbatív sorok így

$$\Gamma^{(2)}(0) = m_\mu^2 + \delta m^2 + \frac{\lambda_\mu}{2} \int_q \frac{1}{\mathbf{q}^2 + m_\mu^2} + \dots, \quad (19a)$$

$$\Gamma^{(4)}(0) = \lambda_\mu + \delta\lambda - \frac{3\lambda_\mu^2}{2} \int_q \frac{1}{(\mathbf{q}^2 + m_\mu^2)^2} + \dots \quad (19b)$$

Az ellentagokat abból a feltételből választjuk, hogy azokat a fluktuációs járulékokkal összekombinálva véges járulékokat kell, hogy kiadjanak. Továbbra is $d = 4$ dimenzióban dolgozva az integrandusok nagy impulzusokra vett aszimptotikus viselkedését vizsgálva a következő választással lehet élni:

$$\delta m^2(\mu) = -\frac{\lambda_\mu}{2} \int_q \left(\frac{1}{\mathbf{q}^2 + \mu^2} + \frac{\mu^2 - m_\mu^2}{(\mathbf{q}^2 + \mu^2)^2} \right), \quad (20a)$$

$$\delta\lambda(\mu) = \frac{3\lambda_\mu^2}{2} \int_q \frac{1}{(\mathbf{q}^2 + \mu^2)^2}, \quad (20b)$$

ahol μ egy tetszőleges új tömegparaméter, az úgynevezett renormálási skála. Az ellentagok önmagukban ugyanúgy divergensnek lennének, mint maguk a fluktuációs járulékok, viszont lényegében értelmetlen róluk külön-külön beszélni, hiszen egy adott rendben összekombinálásuk után véges, jól definiált, λ_μ -ben perturbatív eredményeket kapunk a nulla impulzusú 2- és 4-pont függvényekre:

$$\begin{aligned}\Gamma^{(2)} &= m_\mu^2 + \frac{\lambda_\mu}{2} \int_q \left(\frac{1}{\mathbf{q}^2 + m_\mu^2} - \frac{1}{\mathbf{q}^2 + \mu^2} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mu^2 - m_\mu^2}{(\mathbf{q}^2 + \mu^2)^2} \right)\end{aligned}\quad (21a)$$

és

$$\Gamma^{(4)} = \lambda_\mu - \frac{3\lambda_\mu^2}{2} \int_q \left(\frac{1}{(\mathbf{q}^2 + m_\mu^2)^2} - \frac{1}{(\mathbf{q}^2 + \mu^2)^2} \right). \quad (21b)$$

Érdeemes megjegyezni, hogy az ellentagok megfelelő kiválasztását szokás még regularizált diagramok explicit kiszámításával és a divergenciák levonásával véghez vinni (például cutoff-, dimenziós, Pauli–Villars- stb. regularizációban), amely azt a látszatot keltetheti, hogy a renormálás során végteleneket söprünk be a szőnyeg alá. Ahogy feljebb is jeleztük, ezt a képet elkerülvén talán érdekesebb a fluktuációs járulékok és a hozzájuk tartozó ellentagokra egy entitás-ként gondolni, amely az ellentagok választásától fogva mindig véges. Mindenesetre, bárhogy is határozuk meg az ellentagokat, bennük mindig meg fog jelenni egy μ renormálási skála, és meggondolható, hogy a renormálást (vagyis az ellentagok meghatározását) rendről rendre folytatva, bármilyen korrelációs függvény perturbatív kifejtése szükségszerűen végesnek adódik.

Ezen a ponton megjegyzendő, hogy érdemes úgy gondolkozni, hogy az elmélet fundamentális paramétereiben valójában nem a csupasz m^2 és λ paraméterek, hanem egy előre rögzített μ skálán az m_μ^2 és λ_μ renormált változatok. Fordítva is lehet okoskodni, és példának okáért tömegtelen esetre úgy gondolni, hogy az elméletet az definiálja, hogy egy előre rögzített csatolás értéket, például $\lambda_\mu = 1$ -et milyen renormálási skálán veszi fel a rendszer. Ekkor a fundamentális paraméter a μ , nem pedig a csatolás (dimenziós transzmutáció).

Minden rendben renormált, ezáltal véges tagokat adó perturbatív sor persze nem biztos, hogy jól is konvergál. Tipikusan valamilyen \mathbf{p} impulzus mellett kiértékelendő korrelációs függvény perturbatív sora nem csak a renormált csatolás, λ_μ szerint halad, hanem $\log(\mathbf{p}^2/\mu^2)$ hatványai szerint is. Ezek a logaritmusok nagyra tudnak nőni, ha $|\mathbf{p}|$ és μ nagyságrendje eltér, ami akár már vezető rendben tönkretetheti a perturbációs számítást. A feljebb vázolt eljárás legnagyobb sikere az, hogy ennek ellenére képes lehet egy adott n -pont függvény impulzusfüggésének hatékony meghatározására. Nyilvánvalóan, ha μ -t $|\mathbf{p}|$ nagyságrendjére állítjuk, az a logaritmusokat kicsivé teszi, és a probléma többé nem áll fenn. Ami belátható, hogy az ár, amit ezért fizetni kell, az az, hogy meg kell tudni mondani, hogy a renormált, futó m_μ^2 és λ_μ paraméterek az új skálán milyen értéket vesznek fel, továbbá az (itt nem részletezett) anomális dimenziót is figyelembe véve át kell skálázni a szóban forgó n -pont függvényt. Ha szerencsénk van, és a csatolás az új skálán elegendően kicsi, akkor az így átrendezett perturbatív sor konvergálni tud, és megbízható eredményt ad a szóban forgó korrelációs függvény impulzusfüggésére. Ehhez tehát szükségünk van az m_μ^2 tömegre és a λ_μ csatolásra az új skálán, amelyek abból kaphatók meg, hogy a csupasz

m^2 és λ változatok értelemszerűen μ -függetlenek. Ebből az következik, hogy $\mu \partial_\mu m_\mu^2 = -\mu \partial_\mu \delta m^2(\mu)$, illetve $\mu \partial_\mu \lambda_\mu = -\mu \partial_\mu \delta \lambda(\mu)$, amiből (20) felhasználásával kapjuk, hogy ($d = 4$ esetén)

$$\begin{aligned} \mu \partial_\mu m_\mu^2 &= -\Omega_4 \frac{\lambda_\mu}{2} (\mu^2 - m_\mu^2), \\ \mu \partial_\mu \lambda_\mu &= \Omega_4 \frac{3 \lambda_\mu^2}{2}. \end{aligned} \quad (22)$$

A (22) összefüggések által definiált renormálási csoport-transzformációról alább megmutatjuk, hogy filozófiájában teljesen azonos a (15)-ben mutatott wilsoni változattal.

A renormálási csoportok kapcsolata

A két, első látásra nagyon különbözőnek tűnő renormálási csoport közötti kapcsolatra az alábbi egyszerű gondolatmenet vezet el. Vegyük észre, hogy a térelméleti esetben az ellentagokkal összekombinált fluktuációs járulékok (21)-ben olyannak adódtak, hogy az integrandusok $|\mathbf{q}| \approx \mu$ körül levágnak, vagyis „effektív” csak olyan fluktuációkat tartalmaznak, amelyek hullámszáma kisebb, mint μ . Mivel a (21) egyenletek bal oldalán a valódi 2- és 4-pont függvény van, ez azt jelenti, hogy az m_μ^2 és λ_μ renormált paraméterek pontosan ugyanazt a szerepet játsszák, mint m_k^2 és λ_k a wilsoni esetben, hiszen utóbbiak egy olyan effektív hatáshoz tartoztak, amibe k -nál nagyobb hullámszámú fluktuációk voltak csak beleszámítva. A fennmaradó, k -nál kisebb hullámszámú járulékokat hozzávéve adódik ki a teljes effektív hatás, és így a valódi vertexek. Ez azt mutatja, hogy ami a wilsoni megfogalmazásban a cutoff (k), az a térelméleti változatban a renormálási skála (μ). Könnyen félreértésre adhat okot, hogy utóbbiban az ellentagok számításakor is szokás explicit levágást bevezetni, de ez filozófiailag teljesen más jelent, mint a wilsoni változatban bevezetett cutoff. Valódi mezőelméletben, kontinuum sok dinamikai változó esetén a levágást a számolások végén a konzisztencia miatt mindig a végtelenbe kell vinni, míg Wilsonnál a levágás egy közbenső skála, amely azt jellemzi, hogy éppen milyen „nagyításban” kívánjuk vizsgálni a rendszert.

Összehasonlítva a kapott eredményeket az látszik, hogy a $\mu \leftrightarrow k$ megfeleltetést használva (22) reprodukálja (15) eredményeit, ha utóbbi esetén a tömegparaméter szerint sorfejtést végzünk el. A térelméleti renormálási csoportból számolt futások – úgy tűnik –, hogy korlátozottak a wilsonihoz képest. Ez valóban így van, és ennek oka az, hogy előbbi a csatolások futását mindig a fluktuációs járulékok ultraibolya viselkedéséből származtatja. Az ellentagok konstrukciója során a Feynman-diagramok végesítése a célunk, és ebből következtetünk arra, hogy skálaváltáskor hogyan változnak a csatolások. Ez azt jelenti, hogy ha adott csatolásra a fluktuációk ultraibolya viselke-

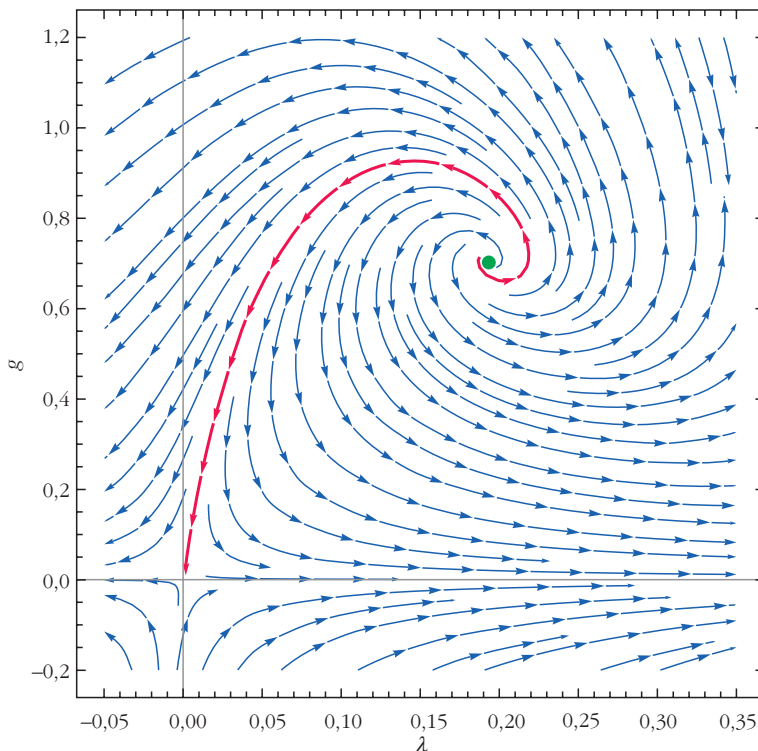
dése olyan, hogy az nem eredményezne divergenciát (és így levonás sem szükséges), akkor a futása nem is kapható meg. Ez az oka annak, hogy a magasabb rendű csatolások skálafüggése elérhetetlen ebben a keretben. Teljesen hasonlóan, mivel renormálás előtt a megjelenő divergenciáknak a tömegparamétertől való függése vagy nagyon enyhe (lásd például a 2-pont függvényt $d = 4$ -ben), vagy attól teljesen független (lásd például a 4-pont függvényt $d = 4$ -ben), sosem tudunk a szóban forgó csatolások futására adódó kifejezésekben a wilsoni esethez hasonlóan [lásd (15)] a tömegparaméterben nemperturbatív eredményeket kapni. A térelméleti renormálási csoport jóslatai limitáltak, csak olyan futásokat ad meg, amelyek perturbatívák a gaussi ($m_\mu^2 = 0$, $\lambda_\mu = 0$) fixpont körül.

Záró megjegyzések

A fentiek szerint a wilsoni renormálási csoport egy lényegesen általánosabb keret, amely elvben a Γ_k skálafüggő effektív hatásra vonatkozó futási egyenletnek teljesen nemperturbatív kezelését is lehetővé teszi. Ez azért lényeges, mert bár például a kvantum-szindinamikában ultraibolya skálákon a csatolás kicsivé válik, vagyis a gaussi fixpont körüli futásokat adó térelméleti renormálási csoport jól működik (hasonló mondható el a kvantum-elektrodinamikában az infravörös skálákra vonatkozóan), nemperturbatív fixpontok létezésének lehetősége igen jelentős. Segítségükkel egy perturbatíván nem renormálható (vagy akár kvantum-trivialitástól szenvedő) elmélettről válhat elképzelhetővé, hogy „ultraibolya teljes”, vagyis nagy skálákon belefuthat egy új (nemperturbatív) fixpontba, ami definiálni tudná a mikroszkopikus hatást. Példának okáért, ha a kozmológiai állandóval kiterjesztett általános relativitáselméletet kvantum mezőelméletként szeretnénk értelmezni, perturbatíván nem renormálható elméletet kapunk. A népszerűsítő irodalomban ezt értjük az alatt, hogy a kvantumelmélet és az általános relativitáselmélet egymással „nem összeházasítható”. A wilsoni renormálási csoport funkcionális változata szerint azonban vannak jelek arra vonatkozóan, hogy létezik egy nemperturbatív ultraibolya fixpont, ami a kvantum-gravitáció egy lehetséges definícióját adná [15]. Ezt a tulajdonságot aszimptotikus biztonságnak hívják, lásd a szemléltetést az 1. ábrán.

Fontos észrevenni, hogy a térelméleti renormálási csoport-futások számítása során, a wilsoni változattal ellentétben, nem választhatunk különféle regulátorfüggvények közül, a renormálási sémát a levonási feltételek definiálják [lásd (20)], a μ paraméterrel együtt. Azonban, ahogy azt feljebb demonstráltuk, utóbbi is egy teljesen legitim választás a futások (perturbatív) meghatározása szempontjából. Lényeges különbség viszont, hogy a wilsoni változat, bár elvben nemperturbatív kezelést is lehetővé tesz, a térelméletivel ellentétben explicit levágást tartalmaz,

amely sérti például a mértékszimetriát. A térelméleti renormálási csoport legnagyobb előnye éppen az, hogy benne nem kötelező levágás bevezetésével, hagyományos improprius integrálként kezelni a fluktuációkat, így a mértékszimetriát a számítások során őrizni lehet (ilyen például a dimenziós regularizáció által megvalósított eljárás). A wilsoni változat sajnos természeténél fogva olyan, hogy már első lépésben, a skáláseparáció bevezetésénél használ levágást, így a mértékszimetria őrzése ebben a keretben nem megvalósítható. Olyan renormálási csoport-egyenlet konstrukciója, amely nem perturbatív és a mértékszimetriát sem sérti, a mai napig aktív kutatási terület [17]. Gyakran alkalmazott az úgynevezett háttérmező módszer, amelyben egy nemdinamikai mértékszínháttérrel kell bevezetni, saját mértékszimetriával, majd egy olyan mértékválasztással élni, amelyben az effektív hatásról be lehet látni, hogy azon speciális pontokban, ahol a dinamikai mező átlagértéke a háttérmezővel egyenlő, visszakapható az eredeti mértékszimetria. Az eljárás igen technikai, nehezen implementálható, így a probléma a standard pályaintegrál-formalizmushoz jobban illeszkedő megoldása a mai napig várat magára.



1. ábra. A dimenziótlanított Newton-állandó (g) és a kozmológiai konstans (λ) futása ultraibolya irányból az infravörös felé az einsteini gravitációelméletben [16]. A térelméleti renormálási csoport csak a gaussi fixponthoz (origó) közeli folyamatokat adhatja meg, amelyeket meghosszabbítva a futások viszont divergensek, vagyis az általános relativitáselmélet perturbatív nem renormálható. A wilsoni renormálási csoport szerint azonban létezhet egy nem perturbatív ultraibolya fixpont, amely kis méretskálán képes leírni a kvantumgravitációt.

Irodalom

1. Polónyi János: Kvantummechanika: a láthatatlan forradalom. *Fizikai Szemle* 61/4 (2021) 109.
2. E. C. G. Stueckelberg, A. Petermann, *Helv. Phys. Acta.* 26 (1953) 499.
3. M. Gell-Mann, F. Low, *Phys. Rev.* 95/5 (1954) 1300.
4. C. G. Callan, *Phys. Rev. D* 2/8 (1970) 1541.
5. K. Symanzik, *Comm. Math. Phys.* 18/3 (1970) 227–246.
6. J. C. Collins, *Il Nuovo Cimento A* 25 (1975) 47.
7. K. G. Wilson, *Phys. Rev. B* 4/9 (1971) 3174.
8. K. G. Wilson, *Phys. Rev. B* 4/9 (1971) 3184.
9. K. G. Wilson, M. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* 28/4 (1972) 240.
10. L. P. Kadanoff, *Physics* 2 (1966) 263.
11. L. P. Kadanoff, *Nature* 500 (2013) 30.
12. C. Wetterich, *Phys. Lett. B* 301/1 (1993) 90.
13. P. Kopietz, L. Bartosch, F. Schütz: *Introduction to the Functional Renormalization Group*. Springer, Berlin (2010).
14. D. Litim, *Phys. Lett. B* 486 (2000) 92.
15. M. Reuter, *Phys. Rev. D* 57/2 (1998) 971.
16. A. Nink, *Phys. Rev. D* 91 (2015) 044030.
17. H. Gies, arXiv:0611146 (2006).

SZÁMÍTUNK RÁD, LÉGY A FIZIKA BARÁTJA!



**Támogasd jövedelemadód
EGY százalékkal
az Eötvös Loránd Fizikai Társulatot!**
Adószámunk: 19815644-2-43

KLÍMA ÉS KLÍMAVÁLTOZÁS

Garbai László
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

A klíma és klímaváltozás kérdésköre napjaink egyik legvitatottabb problémája. Meteorológusok, légkörfizikusok, energetikusok számára központi kérdéssé vált. A téma a politikusok asztalára is felkerült (*1. ábra*) [1]. Megmozgatja a világpolitikát, átalakította a politikai, politikusi gondolkodást, médiacsemege lett, megjelent a rettegés és a félelem az apokaliptikus jövőtől, miközben nem tudjuk, hogy mi a „klíma”, változik-e, szabad-e változnia, és talán az a dolga, hogy változzék [2]!

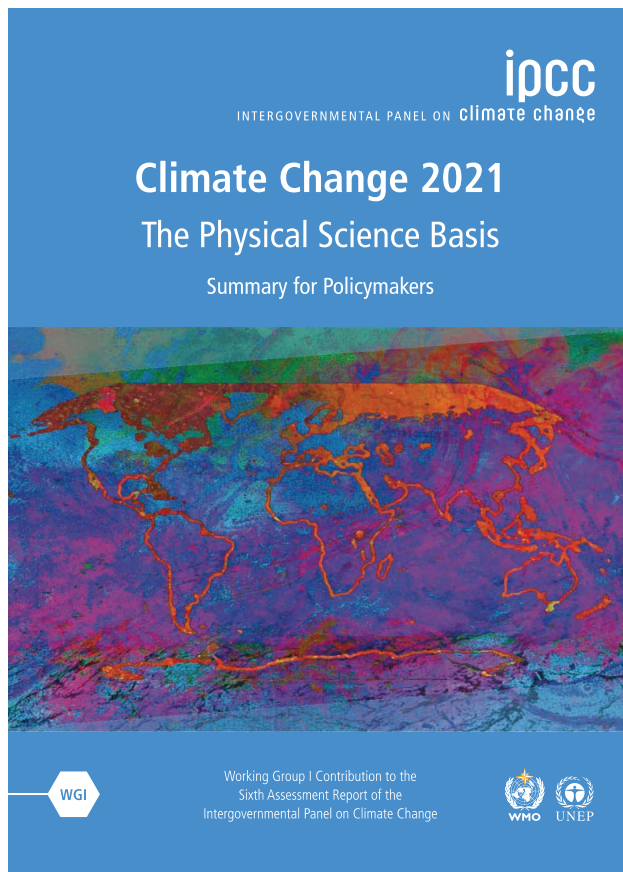
A köztudatba az hatolt be, hogy a preindusztriális kor vége óta, vagy inkább a 19. század végétől és a 20. század elejétől napjainkig a földi légkör globális átlaghőmérséklete a legismertebb idősor szerint körülbelül $0,9\text{ °C}$ (1 °C) értékkel növekedett. A média és a média sugallatára a közgondolkodás egyenlőségjelet tett a „globális átlaghőmérséklet” említett mértékű emelkedése és a vélelmezett klímaváltozás közé. Általános vélekedés szerint a klímaváltozás hozza magával a borzalmas jövőt: eltűnő tengerpartok, országrészek, gleccserek olvadása, utat tévesztő Golf-áram, skandináv jégkorszak, átalakuló bioszféra, sivatagosodás stb., amelyek felsorolása szükségtelen. Van-e pozitív hozadéka a vélelmezett klímaváltozásnak, vagy a hatás egyértelműen negatív, sőt romboló? Vannak, akik a negatív hatásokat elkerülhetetlennek, visszafordíthatatlannak tartják.

A vélelmezett klímaváltozás okaként – úgy tűnik, hogy – a tudósi kör egyértelműen a légköri széndioxid-koncentráció növekedését jelöli meg [3], és ennek okát az emberi tevékenységben látják, elsősorban az energetikát tekintik főbűnösnek: a fosszilis tüzelőanyagok túlzott alkalmazását. Szükséges és

A *Fizikai Szemle* szerkesztőbizottsága az 1972-ben meghirdetett VÉLEMÉNYEK sorozatát tovább folytatja ez évben is. A szerkesztőbizottság állásfoglalása alapján „a *Fizikai Szemle* feladatául vállalja el, hogy teret nyit a fizikai kutatásra és fizika oktatására vonatkozó véleményeknek, ha azok értékes gondolatokat tartalmaznak és építő szándékúak, függetlenül attól, hogy egyeznek-e a lap szerkesztőinek nézetével, vagy sem”. Ennek szellemében várjuk továbbra is olvasóink, várjuk a magyar fizikusok, fizikatanárok leveleit.



Garbai László 1996-tól 2008-ig a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem tanszékvezető egyetemi tanára, 2008-tól professzor emeritus. 2010-től 2018-ig a Magyar Energetikai Társaság elnöke, jelenleg a Társaság tiszteletbeli elnöke. Az MTA Energetikai Bizottságának tagja. Kutatási területe: hőtan, áramlástan és matematikai modellezés. 12 szakmai és tudományos mű szerzője.



1. ábra. Az IPCC klímaváltozásról és annak fizikai alapjairól szóló, politikusok számára készített összefoglaló kiadványának címlapja.

lehetséges-e az antropogén eredetű széndioxid-kibocsátás megszüntetése, az energetika „dekarbonizációja”? Az emberiség, a civilizációnk nagy dilemmája: dekarbonizáció horribilis költségekkel, igen előnyös ipari és energetikai, energiatermelő technológiák kiváltása a természet szeszélyeinek kitétt, bizonytalanul rendelkezésre álló zöldenergiával, remélve civilizációnk és a klíma jelenlegi, stabilnak gondolt harmonikus egyensúlyának fennmaradását! Vagy tévúton járunk, okok és okozatok nem kapcsolódnak össze, nincs a megnövekedett széndioxid-koncentrációhoz kapcsolható klímaváltozás. Tudomány, tudományosság, köznapiság, médiahisztéria egyaránt jelen van a probléma kezelésében és félrekezelésében.

A kérdést a kezdeteknél rosszul tettük fel. Változik-e az, amiről nem tudjuk, hogy mi? A klíma fogalmának és a vélelmezett változás definíciói nem egyértelműek, hézagosak, részlegesek, erősen verbálisak,

előítéletesek, szubjektívek, köznapisággal terheltek, bizonyos jelenségek túlhangsúlyozottak.

A klíma a légkör fizikai, termodinamikai állapota, fizikai, termodinamikai állapotjelzők, állapotváltozók összekapcsolt együttese, értékhalmaza, és ezek folyamata [4]. A termodinamikai állapotjelzők – extenzívek és intenzívek – a levegő entalpiája, entrópiája, hőmérséklete, nyomása, sűrűsége, fajlagos belső energiája stb.

A légkör nem zárt rendszer, az extenzív állapotjelzőkre nézve belső és külső forrásokkal rendelkezik. A légkör fizikai állapotát, az extenzív és intenzív állapotjelzőket összekapcsoló mérlegegyenletek, matematikailag minősített sztochasztikus, parciális differenciálegyenletek írják le. Itt már jelentkezik egy ismeretelméleti és metodológiai ellentmondás: a fizikai valóság végtelen dimenziószámosságának (kontinuumszámosság?) véges dimenziószámosságra való redukciója a fizikai modell, amelynek további redukciója a matematikai modell, ami a szabadságfokok számának további csökkenésével jár együtt.

A klíma és a klímaváltozás jelenségét a matematikai modell megoldásából nyerhető információkra képezzük le, és ezekből vonunk le következtetéseket.

Ahogy említettük, a matematikai modell sztochasztikus, nemlineáris parciális differenciálegyenletek rendszere, amelynek megoldásai a „validálásból fakadóan is” káosztípusú matematikai formációk. A kezdeti feltételeket mérési adatokból állítjuk be. Az elkerülhetetlenül jelentkező mérési hibák – legyenek bármilyen kicsinyek is – a megoldásokban felerősödve nem számszerűsíthető bizonytalansággal jelennek meg, amelyek halmazát káosznak nevezzük. A káosz 80-as években született megfogalmazása szerint egyszerű nemlineáris rendszerekben is felléphet determinisztikus zaj esetén, és a megoldások sztochasztikus viselkedést mutatnak. Nyilván még inkább káoszról kell beszélnünk akkor, ha a rendszert véletlenszerű, kiszámíthatatlan külső zavarások is érik.

A megoldások az állapotjelzők időfüggvényei, a predikciók nem tartalmaznak ismétlődő képeket, „lát-szatra” sztochasztikus folyamatok anélkül, hogy lenne várható értékük és szórásuk, egzakt valószínűségi mértékük. Az teljesen bizonyos, hogy az időjárási változások nem azonosíthatók stacionárius sztochasztikus folyamatként.

A fentiekre való tekintettel indokoltak a következő kérdések.

- Az 500 millió km² földfelszín 70 km magas atmoszférájában végrehajtott légköri mérések statisztikájának számossága mekkora, mi a pontossága, van-e várható értéke és szórása, káoszként vagy sztochasztikus folyamatként van-e értelmezve, a paraméterek ingadozásának van-e rendszeressége, a gradiens mekkora időszekvencián van számolva?

- A légkörben lezajló fizikai folyamatok soha nem kerülhetnek egyensúlyba, mivel a légkör, mint energiatartható periodikus sztochasztikus gerjesztéseknek van alávetve a föld mélyéből, a föld felszínéről és a

világűrből érkező energiaforrások által. A gerjesztések különböző frekvenciájúak, fázisúak, időállandójúak. A föld–légkör–világűr rendszerben a föld periodikus, de sztochasztikus jellemzőkkel rendelkező válaszokat ad. Szerencsére nincs rezonáns frekvencia, eddig nem tapasztaltak.

- Mi a mérési helyek eloszlása, mekkora tömegű, milyen időpont-sűrűségű fizikai adatokból képezzünk aritmetikai átlagot, speciálisan levegő-hőmérsékleteket, mekkora szekvenciára képezzünk gradienst, amire azt mondjuk, hogy előírt és elegendő megbízhatósági szinten elegendő konfidenciasávon bizonyítja a levegő-hőmérséklet trendszerű változását, és ez egyértelmű korrelációban van a levegő szén-dioxid-koncentráció növekedésének azon részével, amely bizonyíthatóan antropogén eredetű?

A klímaváltozást fogalmi és modelleméleti szempontból azonosítani a globális légköri átlaghőmérséklet változásával, képtelenség. Ennek hibája nem ismert, valószínűségelméleti jellemzőit – ha vannak – jótékony homály fedi. A mérnöki cselekvést csak a bizonyított tudományos igazság vezérelheti. A fentiek a mérnök kérdései, amelyek a mérnök nyugtalan természetéből és bizonyosságkereséséből fakadnak.

Az üvegházhatás bizonyításához és a légkörfizikai következmények modellezéséhez a mérnök hozzáteszi azt, hogy a szén-dioxidhoz képest a vízgőz folyamatosan körülbelül ötvenszer nagyobb koncentrációban van jelen a légkörben. A szén-dioxid-koncentráció növekedése 1960-tól napjainkig körülbelül 100 ppm. A 100 ppm CO₂ növekedés körülbelül 3% légköri transzmissziós ellenállásnövekedést jelent a hosszuhullámú földfelszíni hőmérsékleti visszasugárzás számára. Az erősebb jelenléttel rendelkező légköri vízgőz hatása nem ismert, inkluzíve a CO₂ hatásával keveredik. Elhallgatjuk azt, hogy a napenergia-hozam változását nem értékeltük a globális átlaghőmérséklet alakulásában.

Összegzés

A légköri változások dinamikáját nem ismerjük elégé, megnyugtató pontosságú leírásának elvi akadályai vannak. Az üvegházgázok légköri hatásmechanizmusa hasonlóképpen bizonytalan. Választ kellene kapni arra a kérdésre, hogy a szén-dioxidnak mekkora a súlya az üvegházgázok között. Az energetika „zöldítése” bizonyos határig helyes törekvés, de a teljes dekarbonizáció önámítás, és végtelenül káros.

Irodalom

1. IPCC AR6 SPM, 2021. https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg1/downloads/report/IPCC_AR6_WGL_SPM_final.pdf
2. R. Connolly, W. Soon, M. Connolly et al., *Res. Astron. Astrophys.* 21 (2021) 131.
3. Bartholy J, 2021. <https://mta.hu/tudomanyunnepe2021/komolyrafordult-a-klimavaltozas-a-legfrissebb-ipcc-klimajelentes-uzenete-111714>
4. T. Tél et al., *Journal of Statistical Physics* 179/5 (2020) 1496–1530.

XXIV. ORSZÁGOS SZILÁRD LEÓ FIZIKAVERSENY – 2. rész

Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technikai Intézet

A 24. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny döntőjét 2021. április 23–25. közötti napokra terveztük, ám a koronavírus-járvány közbeszólt, és ebben az évben sem lehetett közös jelenléti döntőt tartanunk. A versenybizottság már a verseny meghirdetésekor megpróbált felkészülni arra, hogy a pandémia miatt nem lesz lehetőség a versenyzők és tanáraik éjszakai szállását Pakson megoldani. Ezért olyan forgatókönyvet is felvázoltunk a verseny meghirdetésekor, amely a döntőt egyetlen napra korlátozta volna. A járványügyi szabályozások még ezt is átírták: az iskolák számára kizárólag a saját diákok (és tanáraik) belépését engedélyezték, így sem a különböző iskolákból jött tanulók és kísérőtanáraik, sem pedig a versenybizottság tagjai nem léphettek volna be a Paksi Energetikai Technikum és Kollégium területére.

2020-ban hasonló helyzet adódott; akkor először elhalasztottuk a Verseny döntőjét, abban reménykedve, hogy az ősz folyamán sikerül megtartani, de végül a koronavírus-járvány ezt is keresztülhúzta. Így 2020-ban a döntő forduló megrendezése nélkül, csak az elődöntőben elért eredmények alapján tudtunk eredményt hirdetni.

A tanárok – és rajtuk keresztül a versenyzők is – erős nyomás alá helyezték a versenybizottságot, hogy ebben az évben mindenképpen rendezzük meg a döntőt, ami találkozott a versenybizottság véleményével, pusztán a kivitelezés módját kellett megtalálni. Első pillanattól világos volt, hogy a járványügyi szabályok miatt a döntő fordulót – ahogy a többit is – csak a résztvevő diákok iskoláiban lehet megrendezni. Ebből viszont néhány nem-triviális probléma is adódott.

Hangsúlyozni szeretnénk, hogy a versenybizottság *nem* feltételezi egyik versenyző diákról vagy egyik felkészítő tanárról sem, hogy nem megengedett módon viselkedik. Ugyanakkor, ha csak egyik versenyzőben (vagy tanárjában) felmerül a *gyanú*, hogy vala-

ki más nem-megengedett eszközöket használt, az az egész verseny légkörét megmérgezheti. Ezért a versenybizottság mindent megpróbált elkövetni annak érdekében, hogy még a gyanú árnyéka se essen a verseny tisztaságára. Amikor Pakson tartjuk a döntőt, a jelenléti ellenőrzés miatt, ez viszonylag könnyen biztosítható. Most, hogy a döntőt is az iskolákban kellett megrendeznünk, olyan feltételeket és olyan szervezést kellett találnunk, amely minimalizálja a nem-megfelelő viselkedés esélyét.

Sajnos, a döntő *kísérleti* részéről le kellett mondani, hiszen a tervezett kísérlethez szükséges eszközök nincsenek meg az iskolákban.

A döntő *írásbeli* részét nyilván meg lehet rendezni az iskolákban, hiszen az elődöntőt is ott rendezzük. Ez azonban különbözik az elődöntőtől, hiszen a versenyzők dolgozatait a versenybizottság tagjai és nem a tanulók felkészítő tanárai értékelik. Ezért a diákok dolgozatait gyorsan – a nem-megengedett beavatkozási lehetőségeket minimalizálva – kellett eljuttatni a versenybizottság számára. Ezt egy kifejezetten a döntő számára létrehozott „Classroom” segítségével oldottuk meg. A legtöbb tanuló már ismerte ezt a felületet, hiszen a digitális oktatás során is találkozott vele. A tanulók az írásbeli rész végén visszakapták telefonjaikat a felügyelő tanártól, sorra lefényképezték a megírt dolgozat lapjait, és feltöltötték őket a „Classroom”-ba. Ennek a kipróbálására és „begyakorlására” a döntő előtt egy héttel minden tanuló számára lehetőséget adtunk, amelyet a tanulók ki is használtak. A fényképek pontos beérkezési időpontját a rendszer naplózta, így biztosítani lehetett, hogy az írásbeli forduló hivatalos befejezési időpontja és a fényképek beérkezési időpontja között mindössze néhány perc teljen el.

Sokat gondolkodtunk a döntő szimulációs fordulójának a végrehajthatóságán is. Itt a fő probléma abból adódott, hogy a programot számítógépen kell használni, viszont a verseny tisztasága érdekében a versenyzők nem férhetnek hozzá az Internethez. Tehát az általuk használt számítógépek nem csatlakozhatnak az Internetre, ugyanakkor ezen gépekre a verseny kezdetekor fel kell telepíteni a programot, és a verseny végén az eredményeket ezekről a gépekről el kell juttatni a versenybizottságnak. Mégpedig ugyan csak rövid időn belül. Azt a megoldást találtuk, hogy megkértük az iskolákat arra, hogy

a) a versenyzők számára biztosítsanak számítógépet, amely *nem* csatlakozik az Internethez;



Sükösd Csaba (1947) a BME címzetes egyetemi tanára, az ELFT elnökségi tagja. Kísérleti magfizikus, aki kísérleti munkáját nagyrészt külföldi kutatóintézetekben végezte. Kutatási területe a magreakciók, óriásrezonanciák és némely asztrofizikailag releváns magreakció vizsgálata radioaktív ionnyalábokkal. Marx György tanítványaként részt vett a 70-es évek MTA oktatási kísérletében. Azóta is szoros kapcsolata van a fizikatanárok közösségével, több tanár- és oktatóssal kapcsolatos program vezetője.

b) a nem fizika vagy természettudományi szakos felügyelő tanárnak legyen olyan számítógépe, amely viszont csatlakozik az Internethez;

c) legyen kéznél valamilyen eszköz (többnyire pen-drive), amellyel a tanári gép és a diákok gépe között át tudják vinni az adatokat;

d) a felügyelő tanárokat meghívtuk egy chat-szobába, ahol a versenybizottság néhány tagja folyamatosan jelen volt. Ezzel biztosítottuk az „egyenlő esélyt”, azaz, ha valamelyik versenyzőnél valamilyen probléma vagy kérdés felmerült, akkor az arra adott válaszról valamennyi versenyző azonnal értesülhetett a felügyelő tanáron keresztül. Ez a chat-szoba már az írásbeli forduló alatt is működött (bár nem minden iskola használta ki e lehetőséget).

Az iskolák nagyon együttműködők voltak, biztosították ezen feltételeket, amit ez úton is köszönünk nekik. Külön köszönöm *Tarján Péter*, a versenybizottság tagja segítségét a „Classroom” és a chat-szoba létrehozásában és üzemeltetésében.

A döntő számára létrehoztuk a <http://sukjaro.eu/SzilardVerseny/> weblapot, amelyről a szükséges anyagok a döntő időpontjaihoz igazodva, „időzítve” voltak letölthetők. E weblap azóta is működik, de most már a döntő valamennyi dokumentuma folyamatosan elérhető, az időzítéseket kikapcsoltuk. E weboldalra a Verseny után az eredmények is felkerültek.

A fenti nehézségek ellenére – a kísérleti forduló kivételével – sikerült megrendezni a Verseny döntőjét. 2021. április 23-án, pénteken délelőtt került sor az írásbeli fordulóra, ugyanez nap délutánján pedig a szimulációs fordulóra.

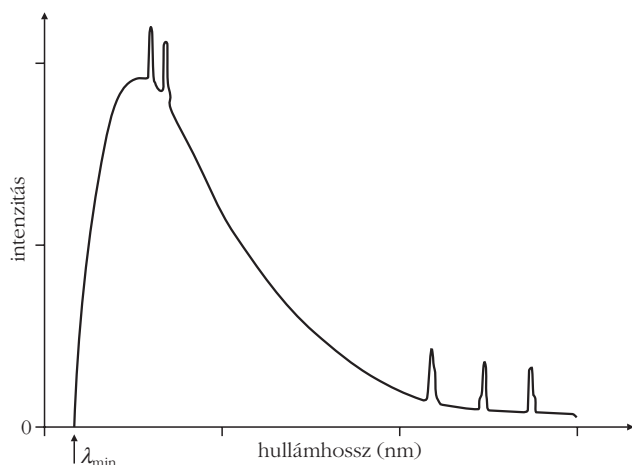
Az alábbiakban ismertetjük a döntő feladatait, valamint a számítógépes szimulációs feladatot is. Az első hét elméleti feladat közös volt mindkét korcsoportnak, a maradék három feladat pedig különböző.

1. feladat

kitűzte: *Mester András*

Egy röntgensőben az elektronok $1,8 \cdot 10^8$ m/s sebességre gyorsulnak fel.

a) Hány százalékos lesz az elektronok tömegének látszólagos növekedése?



b) Mekkora feszültség gyorsítja az elektronokat?

c) A röntgensugárzás intenzitására vonatkozó ábrán a folytonos tartományt az anódba becsapódó elektronok úgynevezett „fékezési sugárzása” adja. Mekkora lesz a kibocsátott röntgensugarak λ_{\min} legrövidebb hullámhossza?

d) Vajon mi okozza az ábrán látható „tüskéket” (a folytonos spektrumra ráakódó vonalas spektrumot)?

Megoldás

a) A sebesség jelentős növekedésével megnőtt a látszólagos tömeg:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{(0,6c)^2}{c^2}}} = 1,25 \cdot m_0,$$

azaz a tömeg látszólagos növekedése 25%-os.

b) Az elektromos tér munkája megegyezik az elektronok mozgási energiájának változásával. Figyelembe véve, hogy a mozgási energia értéke a relativisztikus összenergia és a nyugalmi energia különbsége, kapjuk:

$$eU = mc^2 - m_0c^2 = 0,25 \cdot m_0c^2.$$

Innen azonnal adódik:

$$U = \frac{0,25 \cdot m_0c^2}{e} \approx 128 \text{ kV}.$$

c) Mivel a fékezési sugárzás miatt az ábrán is látható folytonos spektrum jön létre, a legnagyobb fotonenergiát (legkisebb hullámhosszat) akkor kapjuk, amikor egy elektron teljes energiája egyetlen foton energiájává alakul. Az ehhez tartozó minimális hullámhossz:

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\min}}.$$

Ebből

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} \approx 9,964 \cdot 10^{-12} \text{ m} \approx 0,01 \text{ nm}.$$

d) A röntgensugárzás egyik összetevője a fékezési sugárzás, amely egy fotonenergia-tartományban folytonos, elektromágneses sugárzás. Az elektronokat gyorsító feszültségtől függ, hogy ez milyen hullámhossztartományt ölel át. A kis tüskék jelzik a röntgensugárzás másik összetevőjét, az úgynevezett karakterisztikus röntgensugárzást. Az anódba becsapódó elektronok az anód atomjainak valamely belső elektronhéjáról képesek kiütni egy-egy elektront. A kiütni elektron helyére magasabb héjakon lévő elektronok ugranak, a két elektronállapot energiája közötti különbséget jól meghatározott fotonenergiájú elektromágneses sugárzás formájában kibocsátva. Az így keletkezett – az anód anyagára jellemző – karakterisztikus sugárzás okozza a tüskéket.

2. feladat

kitűzte: *Sükösd Csaba*

Nem tudjuk pontosan, hogy egy koronavírus-vakcinával beoltott ember mennyi ideig marad védett a vírus ellen. Valószínűleg ez sok – eddig ismeretlen – tényezőtől függ (az immunrendszer állapota, egyéb biológiai tényezők stb.). Ezért vannak olyanok, akiknél a védettség rövid ideig tart, másoknál hosszabb ideig. Tegyük fel, hogy bár a védettség időtartama az egyes embereknél véletlenszerű és előre megjósolhatatlan, ám nagyon sok ember esetén a radioaktív atommagokhoz hasonlóan exponenciális eloszlású: azaz N beoltott emberből T „felezési idő” után már csak $N/2$ marad védett. (A valóságban ez valószínűleg nem így változik, de mivel nem ismerjük annak mechanizmusát, válasszuk ezt a modellt!). A járványügyi szakemberek szerint a „nyájimmunitást” akkor érjük el, ha egy adott idő után a lakosságnak legalább 60%-a védett lesz.

a) A 60% áoltottság elérése után legalább milyen, időben állandó sebességgel kell oltani az éppen nem immunis embereket ahhoz, hogy a védett személyek aránya ne csökkenjen 60% alá?

b) Hány főt kellene hetente beoltani egy tízmilliós lakosságú országban, ha például $T = 25$ hét?

Megoldás

A jelenség analóg a radioaktív egyensúllyal, amikor valamely folyamat révén radioaktív atommagok keletkeznek (például atomreaktorban, neutronbesugárzás hatására, vagy akár a légkörben kozmikus sugárzás hatására) és a radioaktivitásuk miatt el is bomlanak. E két folyamat egyensúlyba kerül: az aktivitás az egyensúly beállta után állandó marad. Esetünkben a „keletkezés” a védőoltás felvétele és az immunitás kialakulása, a „bomlás” pedig az immunitás megszűnése. Ezért ahhoz, hogy az egyensúly fennmaradjon, időegység alatt annyi személyt kell beoltani, amennyi „elbomlik”. Ez utóbbit az aktivitás fogalma fejezi ki a radioaktív atommagok esetén:

$$A = N \frac{\ln 2}{T}$$

Esetünkben a meglévő „radioaktív” magok száma: a lakosság 60%-a. Így a szükséges V oltási sebesség:

$$V_{\text{oltás}} = 0,6 \cdot \frac{\ln 2}{T} \cdot N_{\text{népesség}}$$

A feladat adataival:

$$V_{\text{oltás}} = 0,6 \cdot \frac{0,693}{25 \text{ (hét)}} \cdot 10^7 = 166\,355 \frac{1}{\text{hét}}$$

b) Ennek alapján – állandó, folyamatos oltás esetén – t idő alatt beoltandó személyek száma:

$$N_{\text{oltott}}(t) = V_{\text{oltás}} \cdot t$$

A fenti számadatot $t = 1$ héttel megszorozva éppen 166 355 személyt kapunk. Kicsit eltérő adatot kapunk akkor, ha az oltás nem folyamatos, hanem szakaszos:

például hetente csak szombatokként oltanak. A védett emberek számának relatív változása egy hét alatt a bomlástörvény alapján:

$$\frac{\Delta N}{N} = 1 - 2^{-\frac{t}{T}} = 1 - 2^{-\frac{1}{25}} = 0,0273.$$

Tehát a védett emberek (a népesség 60%-a) 2,73%-a veszíti el hetente a védettségét. A konstans védettségi szint fenntartásához legalább ennyi embert kell hetente beoltani. A teljes lakosságnak ez 1,64%-a, tízmilliós lakosságnál ez 164 070 személy hetente. Ez mintegy 2300 személlyel kevesebb, mint a korábban kiszámított érték. Ez amiatt adódik, mivel a hét során nem oltunk, ezért a hét során az áoltottság 60% alá csökken. Azt csak a hét végén korrigáljuk vissza.

Megjegyzés: a versenyzőktől a fenti két megoldás bármelyikét helyesnek fogadtuk el.

3. feladat

kitűzte: *Halász Máté*

A rezonanciaabszorpció jelenségét (amit kibocsát, azt el is tudja nyelni) az atomi spektroszkópiában már meglehetősen korán megfigyelték, azonban a γ -sugárzás esetén sokáig nem sikerült kísérletileg kimutatni. Ennek oka az, hogy a γ -fotonnak sokkal nagyobb lendülete van, mint egy optikai fotonnak, amely miatt mind az elnyeléskor, mind a kibocsátáskor az atommag meglökődik (illetve visszalökődik), és mozgási energiát is kap. Emiatt elnyeléskor a belső energiaszintek E_0 különbségénél nagyobb energiájú γ -fotont képes csak elnyelni az atommag, foton kibocsátásakor pedig éppen fordítva: az E_0 energia egy része az atommag visszalökődésére fordítódik, és emiatt a kibocsátott γ -foton az E_0 energiánál kisebb energiával rendelkezik. Az egyik lehetséges mód a rezonanciaabszorpció megfigyelésére az, ha a forrást az elnyelő céltárgy felé nagy sebességgel mozgatjuk (például egy sebesen forgó korongra erősítve), és a Dopplereffektus segítségével küszöböljük ki a visszalökődésekből származó energiakülönbséget. Mekkora fordulatszámra kell ehhez forgatnunk egy $r = 5$ cm sugarú korongot, amelynek kerületére egy $E_\gamma = 412$ keV energiájú gamma-sugárzást kibocsátó $^{198\text{m}}\text{Hg}$ sugárforrás van erősítve?

Adatok: a $^{198\text{m}}\text{Hg}$ atom tömege $M = 197,97$ u és 1 u = $931,49$ MeV/ c^2 .

Megoldás

Az atommag meglökődési (fotonabszorpció) és a visszalökődési (fotonemisszió) energiáját a lendület- és energiamegmaradás törvényének segítségével számíthatjuk ki. A γ -foton lendülete a következőképpen fejezhető ki:

$$p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$$

Mind az abszorpció, mind az emisszió esetén ekkora lendületet kap az atommag a lendületmegmaradás

miatt. A két esetben csak a lendület iránya más: abszorpció esetén az atommag lendületének iránya megegyezik a fotonéval, az emisszió esetén pedig azzal ellentétes. Az atommag által kapott E_m mozgási energia azonban csak a kapott lendület négyzetétől függ, így az előjelnek nincs szerepe. Ezért ezt az energiamegmaradás egyenletébe helyettesítve a meglökődési, illetve visszalökődési energia a következő:

$$E_m = \frac{p_m^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}.$$

A ^{198m}Hg 412 keV energiájú γ -vonala esetén ez az energia

$$E_m = 0,46 \text{ eV}.$$

Ahhoz, hogy a céltárgyban lévő ^{198}Hg atommagok képesek legyenek elnyelni a forrás által kibocsátott γ -fotonokat, a Doppler-effektus segítségével $2E_m$ energiakülönbségnek megfelelő frekvenciaeltolódást kell elérnünk:

$$E'_\gamma = E_\gamma + 2E_m = E_\gamma \left(1 + \frac{v}{c}\right).$$

(Mivel a várható sebesség jóval kisebb a fénysebességnél, ezért elegendő volt a Doppler-effektus klasszikus képletével számolni.) A sebesség innen kifejezhető:

$$v = c \left(\frac{E_\gamma + 2E_m}{E_\gamma} - 1 \right) = c \frac{2E_m}{E_\gamma} \approx 670 \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

A fordulatszám a sebességből és a korong sugarából számítható:

$$f = \frac{v}{2r\pi} \approx 2,13 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{s}} = 1,28 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{min}}.$$

Megjegyzés

A megoldás során történt egy elhanyagolás, amelyre nem hívtuk fel külön a figyelmet. A $p_\gamma = E_\gamma/c$ képlet számlálójában szereplő E_γ nem pontosan ugyanakkora az abszorpció és az emisszió során! A kettő között éppen $2E_m$ energiakülönbség van. Ebben a lépésben azonban ezt a

$$\frac{2E_m}{E_\gamma} \approx 10^{-6}$$

relatív eltérést elhanyagolhatjuk, mivel az eredményben ez már csak a második rendben okozna változást.

4. feladat

kitűzte: Sükösd Csaba

Becsüljük meg a határozatlansági reláció felhasználásával az egydimenziós harmonikus rezgőmozgást végző kvantum részecske (oszcillátor) potenciális és kinetikus energiájának arányát az oszcillátor alapállapotában!

Megoldás

Alapállapotban az oszcillátor nem „mozog”, azaz lendületének várható értéke nulla: $\langle p \rangle = 0$. Az állapotfüggvény azonban véges kiterjedésű (Δx), és így a Heisenberg-összefüggés miatt Δp_x „lendületkiterjedése” is kell legyen. Ezek miatt az alapállapot energiája:

$$E = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = \frac{(\Delta p_x)^2}{2m} + \frac{1}{2} D(\Delta x)^2.$$

Használjuk a Heisenberg-összefüggést (becslésünk-höz tegyük fel, hogy egyenlőség áll fenn, hiszen ekkor kerülünk a legközelebb a megszokott klasszikus esethez):

$$\Delta p_x \approx \frac{\hbar}{2\Delta x}.$$

Ezt visszahelyettesítve kapjuk:

$$E = \frac{\hbar^2}{8m(\Delta x)^2} + \frac{1}{2} D(\Delta x)^2.$$

Alapállapotban e kifejezés minimumát keressük. Ehhez használjuk fel a számtani és a mértani közép közötti egyenlőtlenséget:

$$\frac{a}{2} + \frac{b}{2} = \frac{a+b}{2} \geq \sqrt{a \cdot b},$$

ahol az egyenlőség csak $a = b$ esetén áll fenn. Legyen az energiakifejezés két tagja:

$$\frac{a}{2} = \frac{\hbar^2}{8m(\Delta x)^2} \quad \text{és} \quad \frac{b}{2} = \frac{1}{2} D(\Delta x)^2.$$

A fentiek alapján a minimumot akkor kapjuk, amikor $a = b$. Mivel $a/2 = E_{\text{kin}}$ és $b/2 = E_{\text{pot}}$, ezért

$$\frac{E_{\text{kin}}}{E_{\text{pot}}} = \frac{a}{b} = 1.$$

Megjegyzés #1

Egy további érdekes eredményt is megkaphatunk, bár a feladat erre nem kérdezett rá. Az

$$\frac{a}{2} = \frac{b}{2}$$

egyenlőségből kapjuk:

$$\frac{\hbar^2}{8m(\Delta x)^2} = \frac{1}{2} D(\Delta x)^2.$$

Ebből

$$(\Delta x)^2 = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{1}{Dm}}$$

és ezt visszahelyettesítve megkaphatjuk a harmonikus oszcillátor alapállapot energiáját is:

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{\hbar^2}{8m(\Delta x)^2} + \frac{1}{2}D(\Delta x)^2 = \\
 &= \frac{\hbar^2}{8m} \frac{2}{\hbar} \sqrt{Dm} + \frac{1}{2}D \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{1}{Dm}} = \\
 &= 2 \frac{\hbar}{4} \sqrt{\frac{D}{m}}.
 \end{aligned}$$

Figyelembe véve, hogy egy klasszikus harmonikus oszcillátorra

$$\omega = \sqrt{\frac{D}{m}},$$

kapjuk végül:

$$E = \frac{1}{2} \hbar \omega.$$

Megjegyzés #2

Az egyik versenyző – a viriáltételre hivatkozva – $2E_{\text{kin}} = -E_{\text{pot}}$ hibás következtetésre jutott.

A helyes választ természetesen meg lehet adni a viriáltétel segítségével is, de figyelembe kell venni, hogy azokban a speciális esetekben, amikor a részecskék közötti kölcsönhatási potenciál a távolságtól $V(r) = Cr^n$ alakban függ, akkor a viriáltétel értelmében $2\tilde{E}_{\text{kin}} = n\tilde{E}_{\text{pot}}$. Itt a „hullám” az átlagolást jelenti. A harmonikus oszcillátornál $n = 2$ – tehát parabolapotenciál –, így ebből azonnal adódik, hogy $\tilde{E}_{\text{kin}} = \tilde{E}_{\text{pot}}$.

5. feladat

kitűzte: *Papp Gergely*

A magas légkörben alacsony energiájú neutronok ^{14}N atommagokkal való kölcsönhatása során keletkezhet ^{14}C radiokarbon atommag. A radioaktív ^{14}C atommag bomlásakor keletkező elektronok maximális energiája $E_0 = 0,156$ MeV.

- Írjuk fel a ^{14}C atommag bomlásának folyamatát!
 - Milyen részecske keletkezik még a következő reakcióban? $n + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{14}\text{C} + ?$
 - Milyen mozgási energiával keletkezik a ^{14}C és a kérdésszerű részecske? (A bejövő neutron és a nitrogén mag mozgási energiáját hanyagoljuk el!)
- Adatok:* $m_p = 938,272$ MeV/ c^2 , $m_n = 939,565$ MeV/ c^2 , $m_e = 0,511$ MeV/ c^2 .

Megoldás

- A radiokarbon negatív béta-bomlással bomlik, azaz $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N} + e^- + \bar{\nu}$.
- Tömeg- és töltésmegmaradás miatt proton kell keletkezzen: $n + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{14}\text{C} + p$.
- A keletkező részecske egy körülbelül 14 u tömegű ^{14}C és körülbelül 1 u tömegű proton. Tehát a két részecske jó közelítéssel 1:14 arányban fog osztozni a reakcióenergián (számolhatnánk pontosabb értékkel is, de nem szükséges). A Q reakcióenergiát a tömegkülönbségekkel lehet meghatározni:

$$\begin{aligned}
 m_n + m_N &= m_C + m_p + \frac{Q}{c^2} \Rightarrow \\
 \Rightarrow \frac{Q}{c^2} &= m_n - m_p + m_N - m_C.
 \end{aligned}$$

Ezen a ponton két választásunk van: vagy kikeressük a táblázatból az atomtömegeket, vagy felhasználjuk a megadott adatokat. Az utóbbiak szerint a ^{14}C bomlása-kor keletkező elektron maximális energiája 0,156 MeV. Felírva erre az energiamegmaradást kapjuk

$$m_C = m_N + m_e + m_\nu + 0,156 \text{ MeV}/c^2.$$

Ezt az egyenletet a fentivel kombinálva, és kihasználva, hogy $m_\nu \approx 0$ elhanyagolható, kapjuk:

$$\begin{aligned}
 \frac{Q}{c^2} &= m_n - m_p - m_e - 0,156 \text{ MeV}/c^2 \Rightarrow \\
 \Rightarrow Q &= 939,565 - 938,272 - 0,511 - 0,156 = \\
 &= 0,626 \text{ MeV}.
 \end{aligned}$$

(Ez egyezik az irodalmi adattal.) Ezen az energián osztoznak körülbelül 1:14 arányban a radiokarbon és a proton, tehát $E_p = 0,5843$ MeV és $E_C = 0,0417$ MeV.

6. feladat

kitűzte: *Veres Gábor* és *Tarján Péter*

A $^{137}\text{Cs}/^{137}\text{Ba}$ „izotópgenerátort” gyakran használják a radioaktív bomlás bemutatására a Ba rövid felezési ideje miatt. A hosszú felezési idejű (~30 év) céziumot egy kis tartályban helyezik el, ahol folyamatosan termeli leányelemét, a báriumot. Szükség esetén a tartály belsejéből a báriumot ki lehet oldani (kémiai különbözősége miatt), míg a cézium benne marad.

Tegyük fel, hogy egy alkalmazáshoz kioldottuk a tartályban lévő összes báriumot. Mennyi ideig tart ezután, amíg a tartályban a Ba aktivitása újra eléri a Cs aktivitásának 90%-át?

Adatok: a ^{137}Cs felezési ideje $T_1 = 30$ év, a $^{137\text{m}}\text{Ba}$ felezési ideje $T_2 = 2,55$ min.

Útmutatás: egy bomlási sor második tagjának aktivitása az idő függvényében általános esetben

$$A_2(t) = A_1(0) \frac{T_1}{T_1 - T_2} \left(2^{-t/T_1} - 2^{-t/T_2} \right),$$

ha a leányelem mennyisége kezdetben nulla.

Megoldás

A Cs (továbbiakban 1 indexű) és a Ba (a továbbiakban 2 indexű) elég hosszú idő után egyensúlyba kerülnek a Cs sokkal hosszabb felezési ideje miatt. Ilyenkor időegység alatt ugyanannyi Ba atom keletkezik a Cs bomlásából, mint amennyi Ba a radioaktivitás miatt elbomlik. Ez azt jelenti, hogy az aktivitásaik megegyeznek: $A_1(t) = A_2(t)$. (Ezt az állapotot szekuláris egyensúlynak hívjuk.) Miután a báriumot teljesen eltávolítottuk a tartályból, a mennyisége (és ezzel az

aktivitása is) nulláról kezd el növekedni és tart a cézium aktivitásához a következő – az útmutatásban szerepelt – összefüggés szerint:

$$A_2(t) = A_1(0) \frac{T_1}{T_1 - T_2} \left(2^{-t/T_1} - 2^{-t/T_2} \right),$$

Emeljünk ki a zárójelből $2^{-t/T_1}$ -et és vegyük észre, hogy

$$A_1(t) = A_1(0) 2^{-t/T_1}.$$

Így kapjuk, hogy

$$A_2(t) = A_1(t) \frac{T_1}{T_1 - T_2} \left(1 - 2^{-t \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)} \right).$$

A feladat szerint azt az időt keressük, amelyre igaz az, hogy $A_2(t)/A_1(t) = 0,9$. Azaz

$$0,9 = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \left(1 - 2^{-t \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)} \right).$$

Azonos átalakítás után

$$1 - 0,9 \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 2^{-t \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)}.$$

Mivel $T_1 \gg T_2$, ezért $(T_1 - T_2)/T_1 \approx 1$ és $1/T_2 \gg 1/T_1$. Ezeket figyelembe véve a kifejezés jelentősen leegyszerűsödik:

$$0,1 = 2^{-\frac{t}{T_2}}.$$

A keresett t idő logaritmálás után könnyen kifejezhető:

$$t = -T_2 \frac{\ln(0,1)}{\ln 2} \approx 8,47 \text{ min.}$$

Megjegyzés

A zsűri azt is elfogadta, ha valaki a cézium hosszú felezési ideje miatt $A_1(t) = A_1(0)$ feltételezéssel élt.

7. feladat

kitűzte: Halász Máté

A napban lejátszódó p-p ciklusban a legtöbb neutrínó a $p+p \rightarrow d+e^++\nu$ fúziós reakcióból származik, azonban a legnagyobb energiájú neutrínók a Nap belsejében szintén jelen lévő ${}^8\text{B}$ atommagok pozitív β -bomlása során keletkeznek.

a) Számítsuk ki a kibocsátott neutrínók maximális energiáját a protonok fúziója esetén, illetve a ${}^8\text{B}$ pozitív β -bomlása során, ha a ${}^8\text{Be}$ leánymag 2,84 MeV energiájú gerjesztett állapotban keletkezik!

b) A 60-as évek végén végzett Davis-kísérletben a $\nu + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ magreakciót használták a Napban lejátszódó fúzióból származó neutrínók detektálására (a keletkező radioaktív argon aktivitását kibuborékolatás után mérték meg detektorokkal). Mi a jelentősége a ${}^8\text{B}$ pozitív β -bomlása során keletkező neutrínóknak a Davis-kísérlet szempontjából?

Adatok: a feladatban szereplő atomok tömegei:

$$\begin{aligned} M({}^8\text{B}) &= 8,024606 \text{ u}, & M({}^8\text{Be}) &= 8,005304 \text{ u}, \\ M({}^{37}\text{Cl}) &= 36,965897 \text{ u}, & M({}^{37}\text{Ar}) &= 36,966770 \text{ u}, \\ m(p) &= 1,00727647 \text{ u}, & m(d) &= 2,01355345 \text{ u}, \\ m(e) &= 5,48579909 \cdot 10^{-4} \text{ u és} \\ 1 \text{ u} &= 931,494102 \text{ MeV}/c^2 = 1,66053886 \cdot 10^{-27} \text{ kg.} \end{aligned}$$

Megoldás

a) Számoljuk ki a neutrínók maximális energiáját a két összehasonlítható reakcióra:

A p-p fúzióra: $p+p \rightarrow d+e^++\nu$

$$\begin{aligned} E_{\max,1} &= \left[2 m_p - (m_d + m_e + m_\nu) \right] c^2 \approx \\ &\approx (2 m_p - m_d - m_e) c^2 = 0,420 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

A ${}^8\text{B}$ pozitív β -bomlására: ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^++\nu$

$$\begin{aligned} E_{\max,2} &= \left\{ M({}^8\text{B}) - 5 m_e - \left[M({}^8\text{Be}) - 4 m_e \right] - m_e \right\} c^2 - \\ &- 2,84 \text{ MeV} = \\ &= 14,06 \text{ MeV,} \end{aligned}$$

ahol figyelembe vettük, hogy a Nap belsejében a ${}^8\text{B}$ és a ${}^8\text{Be}$ atomok túlnyomó többségben teljesen ionizált állapotban vannak jelen.

A Davis-kísérletben használt magreakció kiváltásához szükséges minimális neutrínóenergia:

$$\begin{aligned} E_{\min} &= - \left[m_\nu + M({}^{37}\text{Cl}) - M({}^{37}\text{Ar}) - m_e + m_e \right] c^2 \approx \\ &\approx - \left[M({}^{37}\text{Cl}) - M({}^{37}\text{Ar}) \right] c^2 = 0,813 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

Tehát a kísérletben használt magreakciót a fentiek közül csak a ${}^8\text{B}$ pozitív β -bomlásából származó neutrínók voltak képesek kiváltani.

8. feladat (Junior kategória) kitűzte: Sükösd Csaba

Anna és Berci egy laboratóriumi mérés jegyzőkönyvében vitatkoznak. A jegyzőkönyv szerint egy elektron mozgásával kapcsolatos mérést végeztek, és a mért adatok (többek között): $x = (0,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-10} \text{ m}$, valamint $v_x = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^7 \text{ m/s}$. Anna szerint a mérésben biztosan van valami hiba, Berci szerint a mérés jó. Kinek van igaza és miért?

Megoldás

A Heisenberg-féle határozatlansági összefüggés szerint $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar/2$. Itt most $\Delta p_x = m \cdot \Delta v_x$. Ebből azonnal adódik, hogy a mérési jegyzőkönyvben szereplő adatokkal:

$$\begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &= \\ &= 0,1 \cdot 10^{-10} \text{ (m)} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ (kg)} \cdot 0,4 \cdot 10^7 \left(\frac{\text{m}}{\text{s}} \right) = \\ &= 3,64 \cdot 10^{-35} \text{ Js,} \end{aligned}$$

ami kisebb, mint határozatlansági összefüggésből származott $\hbar/2 \approx 5,27 \cdot 10^{-35}$ Js, tehát a mérési hiba becslése nem lehet jó. Annának van igaza.

9. feladat (Junior kategória) kitűzte: Radnóti Katalin

A Paksi Atomerőműben 4 reaktor működik.

a) Becsüljük meg a 4 reaktorban található összes urán tömegét, ha tudjuk, hogy ennek 1,14%-a hasad el évente! Tegyük fel, hogy a felszabaduló energia nagyrészt az ^{235}U hasadásából ered, és egy évben 330 napot üzemel a reaktor.

b) Mekkora lenne a paksi erőművel azonos hőteljesítményű hőerőmű évi fűtőanyag szükséglete, ha az 2,45 MJ/kg fűtőértékű szenet használna?

c) Becsüljük meg a szénérőmű által évenként kibocsátott szén-dioxid gáz térfogatát normál állapotban! Milyen vastagon borítaná ez be Magyarország területét (93033 km²)?

Adatok: egy reaktor hőteljesítménye $P_{th} = 1485$ MW, egy hasadásban felszabaduló energia 32 pJ.

Megoldás

a) Egy reaktor aktív zónájában naponta elhasadt ^{235}U magok száma:

$$\frac{\Delta N_U}{\Delta t} = \frac{8,64 \cdot 10^4 \text{ (s/nap)} \cdot 1,485 \cdot 10^9 \text{ (J/s)}}{3,2 \cdot 10^{-11} \text{ (J)}} = 4,0095 \cdot 10^{24} \frac{1}{\text{nap}}$$

Naponta egy reaktorban elhasadt ^{235}U össztömege:

$$\frac{\Delta m_U}{\Delta t} = \frac{4,0095 \cdot 10^{24} \text{ (1/nap)}}{6,0221 \cdot 10^{23} \text{ (1/mol)}} \cdot 0,235 \text{ (kg/mol)} = 1,5646 \frac{\text{kg}}{\text{nap}}$$

Évi 330 üzemnappal számolva az elhasadt ^{235}U tömege 516,32 kg/év egy blokkra. Az ehhez szükséges üzemanyagotöltet egy blokkra:

$$m_U = \frac{516,32 \text{ (kg/év)}}{0,01141 \text{ (1/év)}} = 45291 \text{ kg} \approx 45 \text{ t,}$$

azaz a 4 blokkra körülbelül 181 tonna.

b) A szükséges szén tömege 4 reaktorblokkra számolva:

$$\frac{\Delta m_{\text{szén}}}{\Delta t} = \frac{4 \cdot 86400 \text{ (s/nap)} \cdot 1,485 \cdot 10^9 \text{ (W)} \cdot 330 \text{ (nap/év)}}{24,5 \cdot 10^6 \text{ (J/kg)}} = 6,9127 \cdot 10^9 \frac{\text{kg}}{\text{év}},$$

azaz majdnem 7 millió tonna.

c) Ha feltesszük, hogy a teljes szénmennyiség tökéletesen elég, akkor a szénatomokból CO₂ molekulák lesznek, ezek száma megegyezik a szénatomok számával. Ekkor a keletkező gáz mennyisége

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{6,91 \cdot 10^9 \text{ (kg/év)}}{0,012 \text{ (kg/mol)}} = 5,7606 \cdot 10^{11} \frac{\text{mol}}{\text{év}}$$

Az évente termelt gáz térfogata normál állapotban:

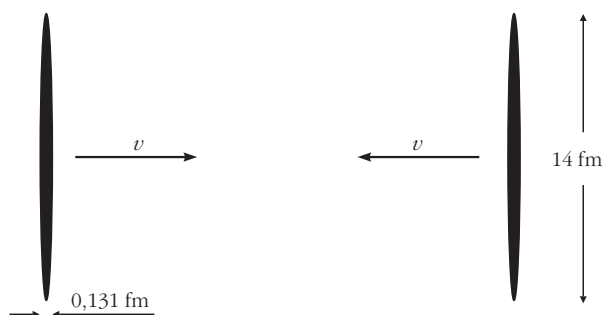
$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = 5,7606 \cdot 10^{11} \text{ (mol/év)} \cdot 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ (m}^3\text{/mol)} = 1,2910 \cdot 10^{10} \frac{\text{m}^3}{\text{év}}$$

Az ország teljes területét befedő, normál állapotú, 1 év alatt megtermelt szén-dioxid-réteg vastagsága:

$$h = \frac{1,2910 \cdot 10^{10} \text{ (m}^3\text{)}}{9,3033 \cdot 10^{10} \text{ (m}^2\text{)}} = 0,1387 \text{ m} \approx 13,9 \text{ cm.}$$

10. feladat (Junior kategória) kitűzte: Tarján Péter

A Relativisztikus Nehézion-ütköztető (RHIC) gyorsító berendezés gyűrűiben (például) 14 fm átmérőjű ^{197}Au atommagok haladnak egymással szemben nagy energián. Ezt a mellékelt ábrán látható módon szokták illusztrálni.



a) Értelmezzük az ábrát!

b) Adjuk meg az arany atommagok nukleononkénti mozgási energiáját!

Megoldás

a) Mint a gyorsító neve is mutatja, a felgyorsított atommagok relativisztikus sebességgel mozognak, azaz nem elhanyagolható a Lorentz-kontrakció: a laboratóriumi rendszerből nézve a mozgás irányába eső méretek lerövidülnek. Így lesz a gömb alakú atommagból látszólag „palacsinta”.

b) Az extrém nagy lapultság fénysebességhez igen közeli sebességre utal. A „palacsinta” vastagsága a relativisztikusan rövidült gömbátmérő.

$$D = D_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

ahol az ábra alapján $D = 0,131$ fm és $D_0 = 14$ fm.

Ebből

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0,009357.$$

Egy nukleon mozgási energiája:

$$E_m = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = 105,87 \cdot m_0 c^2.$$

Mivel egy nukleonra $m_0 c^2 \approx 0,937$ GeV, így kapjuk, hogy $E_m \approx 99$ GeV.

Megjegyzés

Egy gömb alakú objektum még látszólag sem lapul „palacsintává”, mint ahogy a feladat szövege szerint „illusztrálni szokták”, hanem a relativisztikus hatások miatt csak elfordulni látszik (Penrose–Terrell-effektus). Lásd: https://en.wikipedia.org/wiki/Terrell_rotation.

8. feladat (I. kategória)

kitűzte: *Szűcs József*

Egy, a Nap körül ellipszis pályán keringő, fekete gömbnek tekinthető űrszonda legmagasabb (kelvinben mért) egyensúlyi hőmérséklete $2T_0$ (K), a legalacsonyabb pedig T_0 (K). Napközben a Naptól való távolsága 1 CSE (csillagászati egység, a Föld közepes távolsága a Naptól).

a) Mekkora a szonda maximális és minimális egyensúlyi hőmérséklete?

b) Hány év a szonda keringési ideje?

Adatok: Napállandó 1 CSE távolságnál 1360 W/m^2 , Stefan–Boltzmann-állandó: $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2\text{K}^4)$.

Megoldás

Alkalmazzuk a Stefan–Boltzmann-törvényt az űrszonda két helyzetére:

$$S_1 R^2 \pi = \sigma (2 T_0)^4 4 R^2 \pi \quad \text{napközben,}$$

$$S_2 R^2 \pi = \sigma (T_0)^4 4 R^2 \pi \quad \text{naptávolban.}$$

Itt S_1 és S_2 a Naptól mért távolság négyzetével fordítottan arányos helyi napállandók, R pedig a szonda sugara. Az állandósult legmagasabb és legalacsonyabb hőmérsékleteket az első egyenletből kapjuk:

$$2 T_0 = \sqrt[4]{\frac{S_1}{4 \sigma}} = 278,27 \text{ K} = 5,27 \text{ }^\circ\text{C} \quad \text{napközben,}$$

$$T_0 = 139,13 \text{ K} = -133,86 \text{ }^\circ\text{C} \quad \text{naptávolban.}$$

b) A napközeli és naptávoli Stefan–Boltzmann-egyenletek hányadosából a napállandókra kapjuk az $S_1/S_2 = 16$ arányt. Ebből a szonda R_1 napközeli és R_2 naptávoli távolságainak az arányára kapjuk:

$$16 = \frac{S_1}{S_2} = \frac{1/R_1^2}{1/R_2^2} = \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 \Rightarrow \frac{R_2}{R_1} = 4.$$

A feladat szerint napközben az űrszonda távolsága éppen 1 CSE, így $R_1 = 1$ CSE és $R_2 = 4$ CSE, ebből pályájának fél nagytengelye

$$a = \frac{R_1 + R_2}{2} = 2,5 \text{ CSE.}$$

Kepler II. törvényét alkalmazva az űrszonda és a Föld keringésére, kapjuk:

$$\frac{T_{sz}^2}{T_F^2} = \frac{(2,5 \text{ CSE})^3}{(1 \text{ CSE})^3} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow T_{sz} = T_F \sqrt{2,5^3} = 3,95 T_F = 3,95 \text{ év.}$$

9. feladat (I. kategória)

kitűzte: *Szűcs József*

Egy Compton-szórás vizsgáló kísérletben a $\lambda_1 = 0,01$ nm hullámhosszúságú röntgenfotonok paraffinból elektronokat löknek ki. A kísérletben csak a beeső nyaláb irányához képest 8 fokban Compton-szóródott röntgenfotonok által meglökött elektronokat vizsgálják. A Compton-szórás szempontjából az elektronok szabad elektronoknak tekinthetők. Egy másik kísérletben az 1,5 eV kilépési munkájú fémből léptetnek ki elektronokat bizonyos λ_2 hullámhosszúságú monokromatikus fényel. Mind a fémből kiléptetett, mind pedig a paraffinból kilökött (vizsgált) elektronok azonos U_z feszültség által létrehozott ellentérel fékezhetőek le.

a) Mekkora az elektronokat lefékező ellenterek U_z zárófeszültsége?

b) Milyen tartományba esik és mekkora a fotoeffektust kiváltó fény λ_2 hullámhossza?

Megoldás

Számítsuk ki a Compton-szóráskor a foton hullámhosszváltozását:

$$\Delta \lambda = \lambda_C (1 - \cos \vartheta) = 2,3648 \cdot 10^{-14} \text{ m.}$$

Így a fotonok megnövekedett hullámhossza

$$\begin{aligned} \lambda' &= 10^{-10} \text{ m} + 2,3648 \cdot 10^{-14} \text{ m} \approx \\ &\approx 1,0002365 \cdot 10^{-10} \text{ m} \end{aligned}$$

lesz. Így a foton energiavesztése, amely megegyezik a meglökött elektron mozgási energiájával, kiszámítható:

$$\begin{aligned} W_{\text{kin}} &= \Delta E_{\text{foton}} = hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda + \Delta \lambda} \right) = \frac{hc}{\lambda + \Delta \lambda} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \\ &= 47,029 \cdot 10^{-20} \text{ J} = 2,93 \text{ eV.} \end{aligned}$$

Vagyis mindkét esetben az ellentereket létrehozó feszültség:

$$U_Z = \frac{W_{\text{kin}}}{e} = 2,93 \text{ V.}$$

b) A fotoeffektusnál alkalmazott fény hullámhosszát a fotoeffektus egyenletéből számíthatjuk ki:

$$\frac{hc}{\lambda_2} = E_{\text{ki}} + W_{\text{kin}} \Rightarrow \\ \Rightarrow \lambda_2 = \frac{hc}{E_{\text{ki}} + W_{\text{kin}}} = 2,8 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 280 \text{ nm.}$$

Vagyis az alkalmazott fény az UV-tartományba esik.

10. feladat (I. kategória) kitűzte: Papp Gergely

Tudjuk, hogy párkeltés során a kiindulási foton és a keletkezett pozitron-elektron pár mellett mindig kell legyen egy „negyedik partner” is ahhoz, hogy az energia- és lendületmegmaradási törvényeket egyszerre teljesíteni lehessen. A legtöbb esetben ez a negyedik partner egy nehéz atommag. Legalább mekkora E_{min} fotonenergia kell ahhoz, hogy ez a negyedik test egy „nyugvó” elektron lehessen? (Az energiát praktikus az elektron nyugalmi energiájának egységében megadni.)

Megoldás

A megoldás kulcs lépése azt felismerni, hogy a párkeltési küszöbön a párkeltés után a tömegközépponti rendszerben nincs mozgási energia, csak a keletkezett részecskék nyugalmi energiája. Ebben az esetben szükséges a lehető legkevesebb energia.

Megoldás #1

Több részecskéből álló rendszerekre is érvényes az

$$E^2 - (Pc)^2 = (M_0 c^2)^2$$

relativisztikus energiaösszefüggés, ahol E , P , M_0 a rendszer teljes energiája, lendülete és nyugalmi tömege. A jobb oldalon lévő „nyugalmi” tömeg nyilván koordináta-rendszerrel független mennyiség. Ebben az egyenletben két ismeretlen van, de két inerciarendszerben külön-külön felírhatjuk az egyenletet és így a két ismeretlent meghatározhatjuk. A két inerciarendszer egyike a laboratóriumi rendszer (ahol kérdéses a foton energiája), és a tömegközépponti rendszer (TKP), ahol a rendszer teljes lendülete definíció szerint nulla, megkönnyítve a számítást. A nyugalmi tömeg mindkét rendszerben ugyanaz, és ezzel könnyen összekapcsolhatjuk a két rendszert.

A továbbiakban jelöljük a foton kérdéses bejövő energiáját E_γ -val, lendületét pedig p -vel, ekkor $E_\gamma = pc$. Fejezzük ki a foton+elektron rendszer nyugalmi tömegét a párkeltés előtti pillanatban! A TKP rendszerben definíció szerint az összes lendület nulla, a laboratóriumi rendszerben minden lendületet a bejöv-

vő foton hordoz, a teljes energia pedig a foton pc energiája plusz a nyugvó elektron $m_0 c^2$ nyugalmi energiája. Tehát a párkeltés előtt:

$$E_{\text{TKP}}^2 - 0 = \underbrace{(pc + m_0 c^2)^2}_{\text{laboratórium}} - (pc)^2 = (M_0 c^2)^2.$$

Párikeltés után a keletkezési küszöbön nincs mozgási energia (a foton épp annyi energiát hozott be, hogy a párikeltés létrejöhsen), így minden energiát az eredeti elektron, illetve a keletkezett elektron-pozitron pár nyugalmi energiája ad ki. Tehát a TKP rendszerben párikeltés után:

$$E_{\text{TKP}} = 3 m_0 c^2.$$

Az energiamegmaradás értelmében E_{TKP} ugyanaz kell legyen párikeltés előtt és után is, így ezt a fenti egyenlet bal oldalába helyettesítve és a négyzetre emeléseket elvégezve kapjuk:

$$(3 m_0 c^2)^2 = (pc)^2 + 2pc m_0 c^2 + (m_0 c^2)^2 - (pc)^2.$$

Azonos átalakítások után kapjuk:

$$E_\gamma = pc = 4 m_0 c^2.$$

Megoldás #2

Ha a keletkezési küszöbön a tömegközépponti rendszerben nincs mozgási energia, ez annak felel meg, hogy a párikeltés után a 2 elektron és a pozitron a laboratóriumi rendszerben együtt mozog, azaz azonos lendülettel rendelkezik. Ezzel felírható az energia- és lendületmegmaradás a laboratóriumi rendszerben a párikeltés előtt és után:

$$p_\gamma = 3 p_e$$

$$p_\gamma c + m_e c^2 = 3 \sqrt{(p_e c)^2 + (m_e c^2)^2},$$

ahol a második egyenletben a relativisztikus energia-képletet használtuk. A foton keresett energiája nyilván $E_\gamma = p_\gamma c$. Az első egyenletből kifejezve az elektronok lendületét és a másodikba helyettesítve:

$$p_\gamma c + m_e c^2 = 3 \sqrt{\left(\frac{p_\gamma c}{3}\right)^2 + (m_e c^2)^2}.$$

Négyzetre emelés és azonos átalakítások után itt is kapjuk: $E_\gamma = p_\gamma c = 4 m_e c^2$.

Értékelés

Minden feladatra maximálisan 5 pontot lehetett kapni. A feladatsor a diákok számára átlagosnak bizonyult, a korábbi évek átlagához közeli pontszámok születtek. A maximális 50 pontból az I. kategóriások legjobbjának 45 pontot sikerült szereznie, a juniorok legered-

ményesebbjének azonban csak 35 pontot. Meglepő, de leggyengébben a negyedik feladat sikerült; erre a lehetséges 5 pont helyett az átlagosan elért eredmény mindössze 1,43 volt az I. kategóriánál és 1,50 a junioroknál. Igaz, hogy még erre a feladatra is érkezett 5 pontos megoldás, mégpedig egy Junior kategóriás ta-

nulótól. Ennek köszönhetően elmondhatjuk, hogy valamennyi feladatra érkezett tökéletes (5 pontos) megoldás is. Mindkét kategória a 2. feladathoz érte el a legjobb átlagos pontszámot: az I. kategóriás versenyzők 4,45 pontot, a Junior tanulók pedig 4,44 pontot.

Folytatjuk.

KÖNYVESPOLC

MENNYIRE FONTOSAK A TÉNYEK?

Széljegyzetek egy könyv margójára

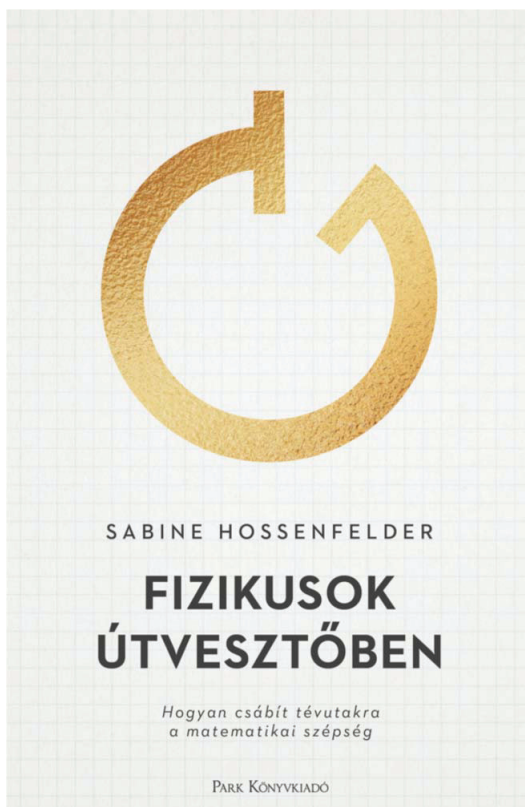
SABINE HOSSFELDER: FIZIKUSOK ÚTVESZTŐBEN

– Hogyan csábít tévutakra a matematikai szépség

Park Kiadó 335 oldal, 2020.

A könyv az Univerzum leírásával foglalkozó elméleti fizikusok munkatípusának sajátos értelmezését mutatja be, amely kiegészül egy kis tudomány-szociológiai vetülettel, némi filozófiával, sőt pszichológiával is. Éppen ezért ténylegesen nem csak fizikusok számára lehet érdekes a könyv, hanem bárkinek, aki nem retten vissza a néha kicsit elvont gondolatoktól, eszmefuttatásoktól.

A szerző által felvetett probléma valójában a tudomány működése napjainkban, amelyet az elméleti fizikán keresztül mutat be, bár egyetlen összefüggés sem található a könyvben, csak hivatkozás az éppen megfelelőkre. Sokkal inkább az azok mögött lévő filozófia, emberi gondolkodás izgatja az írókat. A szerző szerint tudóstársainak egy része azért tekint egyes elméleteket igaznak, mert azokat matematikailag szépnek, és ebből adódóan mintegy természetesnek tartanak, miközben empirikus bizonyításuk semmilyen módon sem történt meg. A szerző több tudóstársával is beszélgetett a témáról, célzott interjúkat készített velük véleménye megformálásához, amelyek lényeges részét képezik írásának.



A könyv írójával ellentétben én inkább úgy látom, hogy a tudomány, még a rendkívül egzakt elméleti fizika művelése is, valójában emberi tevékenység, amelynek során felismerhetők olyan, az emberre jellemző tulajdonságok, mint például a szépség és az ellentmondásmentesség keresése. Ennek bemutatása miatt ajánlom a könyvet a fizikatanárok számára is, hiszen diákjaik feltehetnek ilyen témájú kérdéseket. Továbbá kihasználva a 21. századi lehetőségeket érdemes a szerző blogját is megnézni, amely érdekes írásokat, sőt különleges videóklipet is tartalmaz.¹

A könyv 10 fejezetre tagolódik. Mindegyik előtt néhány motiváló gondolat szerepel, a végén pedig, az utolsó kivételével, a fejezet lényeges gondolatait tartalmazó pár mon-

¹Rácz Johanna ismertetője: A fizikusok a szépség bűvöletében élnek, és közben eltávolodtak a természet megértésétől – Qubit: <https://qubit.hu/2020/09/29/a-fizikusok-a-szepseg-buvoleteben-elenek-es-kozben-eltavolodtak-a-termeszett-megertesetol>

Exkluzív videóinterjú Sabine Hossenfelder fizikussal. A bestseller-íróként is ismert tudóssal Smid Róbert irodalom- és kultúratudós, kritikus, szerkesztő beszélgetett. – YouTube: <https://www.youtube.com/watch?v=iGSUztsNul4>

datos tézisszerű összefoglalás. A fejezeteket A, B és C függelék követi, mindegyik fejezethez részletes hivatkozásjegyzék található, majd név- és tárgymutató, végezetül pedig a tartalomjegyzék zárja a könyvet. A fejezeteken belül is találhatóak alcímek, így jól elkülönülnek az egyes gondolatok. A könyv szerkesztése szép, esztétikus, segíti az olvasást. Tizenöt ábra segíti a sokszor nem könnyű gondolatok követését. Azonban ezek mérete lehetett volna nagyobb, mivel nem egy esetben nagyítóra van szükség, például az egyes tengelyeken lévő tengelyfelirat elolvasásához.

A könyv ismertetése során, némileg rendhagyó módon, főleg a könyvből vett *idézetek* segítségével mutatom be a szerző lényeges gondolatait, helyenként kiegészítve saját megállapításaimmal.



Az *első* fejezetben a szerző bemutatja a problémát, amely a könyv megírására készítette. A 11. oldalon a következő olvasható:

„Húsz évet töltöttem elméleti fizikával, s az általam ismert kollégák többsége olyan dolgok kutatásával csinált karriert, amiket még senki sem látott. Elképesztő elméletekkel álltak elő, például azzal, hogy a mi univerzumunk csupán egyike a létező végtelen sok más univerzumnak, amelyek együttesen »multiverzumot« alkotnak. Új részecskék tucatjaival hozakodtak elő, azt állították, hogy mi egy magasabb dimenziójú tér vetületei vagyunk, meg hogy a tér tele van távoli helyeket összekötő »féreglyukakkal«.”

„Legtöbbjüket olyan nehéz lenne ellenőrizni, hogy gyakorlatilag nem is lehet. Mások még elméletileg sem ellenőrizhetők.”

Ez azért lehet érdekes tanárok számára is, mivel több ilyen témájú ismeretterjesztő műsor elérhető különböző csatornákon, amelyeket esetleg néhány diák is néz, majd a fizikaórán kérdések tesz föl azok alapján. Tehát a tanároknak tisztában kell lenniük azzal, hogy jelenleg is sokféle elképzelés létezik egyrészt világról, de világunk működésének leírására, működésének megértésre irányuló kutatások módszertanával kapcsolatban is. És itt bizony felvetődnek olyan kérdések is, mit is nevezhetünk tudományos megismerési módszernek, hogyan gondolkodnak erről maguk a kutatók, hogy erről is többféle elképzelés létezik.

A fejezetben a szerző később, a 15. oldalon leírta, hogy szerinte mi is lehet az elméleti fizikusok munkájának feladata.

„Nem azért kutatunk elméleteket, hogy érzelmi reakciókat váltsunk ki, hanem mert magyarázatot keresünk megfigyeléseinkre. A tudomány olyan jól megszervezett vállalkozás, amely az emberi megismerés hiányosságainak kiküszöbölésére és az intuíció csapdájának elkerülésére szolgál. Nem érzelmekről szól – hanem számokról, egyenletekről, adatokról, grafikonokról, tényekről és logikáról.”

Majd a 18. oldalon: „Elméleti fizikusként az a dolgunk, hogy megfigyeléseink leírására alkalmas, vagy megfigyelések híján kísérleti stratégiánkat irányító matematikai apparátust dolgozzunk ki.”

A 19. oldalon: „A fizika azonban nem matematika. A belső konzisztencián túlmenően (tehát, hogy nem juthatunk egymásnak ellentmondó következtetésekre) egy sikeres elméletnek a megfigyelésekkel is összhangban kell lennie (nem mondhat ellent az adatoknak).”



A *második* fejezetben a szerző összefoglalja, hogy milyen érzelmek is vezetnek egyes elméleti fizikusokat munkájuk során. 34. oldalon *Paul Dirac*-ot idézi, miszerint: „A fizikai törvényeknek matematikai szépséggel kell bírniuk.”

A 47. oldalon: „A tudomány történetében nemcsak a gyönyörű, de téves gondolatok hemzsegnek, vannak csúnya gondolatok is, amelyekről viszont kiderült, hogy helytállóak.”

Az Univerzumról alkotott képek rövid történeti áttekintése után *Richard Dawid* osztrák filozófus furcsa új elméletével ismerteti meg a szerzőt az olvasót, miszerint egy jó elmélet kiválasztásánál nem szempont az, hogy mennyire képes megmagyarázni a megfigyeléseket. Dawis szerint a tudományos módszert úgy kell alakítani, hogy a hipotéziseket csupán elméleti alapon el lehessen dönteni, mint például: „(1) az alternatív magyarázatok hiányát, (2) olyan matematikai eszközök alkalmazását, amelyek korábban már működtek, és (3) váratlan összefüggések felfedezését.”

Szerencsére a fenti elképzelések azért több kutatónál „kiverték a biztosítékot”.

Az 51. oldalon: „De hogyan dönthetnénk el, hogy melyik elmélettel dolgozzunk, mielőtt kipróbáltuk? És a kísérleti fizikusok hogyan válasszák ki, hogy melyiket érdemes tesztelni?”

„Az adatok már nem találnak meg bennünket, nekünk kell tudnunk, hol keressük őket, és nem engedhetjük meg magunknak, hogy mindenütt keresgéljünk.”



A *harmadik* fejezet 61. oldalán a következőt írja: „A skálák szeparációja messze ható következményekkel jár. Azt jelenti, hogy olyan közelítő természeti törvényeket alkothatunk, amelyek egy adott felbontásban megfelelő pontossággal leírják a rendszert. Aztán a felbontás növelésével ezeket az elméleteket még tovább javíthatjuk.”

A 72. oldalon: „... a matematikai eszközöket kísérletek kimenetelének kiszámítására használjuk, és a számítások pontosan megfelelnek a megfigyeléseknek. Innen tudjuk, hogy ez az elmélet működik.”



A *negyedik* fejezetben *Nima Arkani-Hameddel* történt beszélgetését írta le, amelynek során többek közt megállapították, hogy a standard modell csúnya, mivel sok paraméter van benne, de működik.

A 96. oldalon: „Az elméleti fejlődés tehát lelassult, és ugyanezen ok miatt nehéz új kísérletekhez jutni: ami könnyű, azt már megcsinálták.”



Az *ötödik* fejezetben a 114. oldalon egy érdekes analógiát ír: „A képzőművészetben, irodalomban, tudományban is szeretjük a meglepetést, ha nem túlságo-

san nagy. Bár a tudományos dolgozatoknál ezt nehezebb számszerűsíteni, ott a régi és új között kell egyensúlyt találni.”

A 121. oldalon: „Minél inkább próbálom megérteni, hogy kollegáim miért hagyatkoznak a szépségre, annál kevesebb értelmét látom. A matematikai szigort el kellett vetnem, mert az az a priori igazságok megválasztásán múlik, ami önmagában véve sem szigorú, ettől tehát az egész gondolat képtelenséggé válik. Hasonlóképp az egyszerűség, természetesség vagy elegancia matematikai alapjait sem tudom felfedezni, végül ugyanis mindegyikük szubjektív emberi értéket csempészett vissza. Attól tartok, ezeknek a kritériumoknak az alkalmazásával túllépünk a tudomány határain.

Valakinek ki kell zökkentenie abból az egyre erősödő gyanúból, hogy a fizikusok kollektíve tévúton járnak, nem tudják vagy nem akarják felismerni, hogy tudománytalan eljárásokat alkalmaznak.”

A fejezet további részében *Steven Weinberggel* (1933–2021) a témáról folytatott beszélgetés érdekes momentumait írta le, mint például az a ló, amelyik sok versenyt nyer izmos és ezt mi emberek szépnek találjuk.



A *hatodik* fejezetben *Chad Orzelre* a beszélgetőpartner.

„Rengeteg kvantumfizikával kapcsolatos filozofálás csak egy lépésre van attól a tényleg nevetséges filozófiai dologtól, *Wigner Jenő* kérdésétől, hogy: »Miért lehet egyáltalán a dolgokat matematikával leírni?« És ha így tesszük fel a kérdést, tényleg rengeteg álmatlan éjszakát töltötünk azon töprengve, miért engedelmessé válik a világegyetem egyszerű, elegáns matematikai törvényeknek, ha egyáltalán nincs rá semmiféle ok, hogy így legyen. De félre is söpörhetjük mindezt, mondván: »Nézd, ilyen egyszerű, elegáns törvényeink vannak, és ezekkel tudunk számolni!« Én valahogy így érzek.”

Végül megállapítják, hogy a kvantummechanika mágia, de működik.



A *hetedik* fejezetben a 177. oldalon a szimmetriákról így ír: „... alacsony energiák mellett, mint amilyen a szobahőmérséklet, a legtöbb alapvető szimmetria sérül. Nagy energiák mellett azonban »visszasérül«, vagy »helyreáll«.”

A fejezetben *Frank Wilczekkel* és *Garrett Lisivel* folytatott beszélgetést írta le a szerző. Majd a 194. oldalon megállapítja a következőt:

„Egyes kutatások azt jelzik, hogy ez a tetszésre és publikálásra készítő nyomás fékezi az innovációt: ugyanis könnyebb publikálni és elismerést kivívni már ismert témákban, mint új, szokatlan gondolatokkal foglalkozni.”



A *nyolcadik* fejezetben *Joseph Polchinskival* folytatott érdekes beszélgetését írja le, akinek pszichiáterhez kellett fordulnia alkotói szakaszában. A 227. oldalon érdekes, kicsit gunyoros megállapítást tesznek:

„... a fekete lyukak elpárologásának megértésére tett egyetlen próbálkozást sem lehet kísérletileg ellenőrizni. Ez tiszta matematikai probléma marad, nem fenyeget a veszély, hogy megzavarnák az adatok.”

Majd *Xiao-Gang Wennel* való beszélgetését írja le, aki az univerzumot kondenzált anyagként kezeli.

Érdekes a tudós 236. oldalon olvasható megjegyzése az elméleti fizikusok munkájáról: „Milyen nyilvánvaló képtelenségnek tűnhet valakinek, akinek tizenegyedik osztályban minden kapcsolata megszakadt a fizikával, azt látni, hogy embereket ilyen gondolatokért fizetnek! Másfelől viszont, jut eszembe, azért is megfizetnek embereket, hogy labdát hajigáljanak gyűrűbe.”

De ennél tovább is mehetünk. Az úgynevezett mezőgazdasági forradalom óta, ami körülbelül 8-9 ezer éve volt, és az emberek jóval több élelmiszert képesek termelni, mint amit saját maguk elfogyasztanak, az embereknek rengeteg ideje és energiája felszabadult, amelyet sok minden másra is lehet használni, mint piramisok, templomok, majd később várak, kastélyok, stadionok építésére, óriási ünnepek és hatalmas bulik rendezésére stb.

Miért okozna gondot a pár ezer elméleti fizikus fizetése, vagy néhány gyorsító megépítése?



A *kilencedik* fejezetben a 240. oldalon egy rendkívül találó mondat található: „A tudományban a szakemberek kizárólag egymást szolgálják ki, egymás produktumait mi magunk ítéljük meg.”

A 244. oldalon a meg nem talált részecskékről ír: „Az új részecskék kitalálásához az első ökölszabály, hogy jó okot kell találni, mindeddig miért nem akadtak még rá. Ehhez vagy azt kell feltételezni, hogy túl nagy energia kell az előállításához, vagy azt, hogy a meglevő detektorok érzékenységéhez képest túl ritkán lép kölcsönhatásba, vagy mindkettőt.”

A fejezetben kér interjú olvasható. Az egyik *Katie Mackettel*, aki kiváló honlapot is üzemeltet,² továbbá *George Ellis*-szel.



A záró, *tizedik* fejezetben *Doyle Farmerrel* olvasható beszélgetés a fizikusi jellegű megközelítés közgazdasági témákra vonatkozó alkalmazási lehetőségeiről. A fejezet további részében a tudósokra „leselkedő” torzítási hatásokat próbálja elemezni a szerző, mint: a beilleszkedés vágya, az elvárásoknak való megfelelés, a sajtócsoport-torzítás, a glóriahatás, az elfoglultság, csak azt hallja meg, ami őt igazolja.



Összességében elmondható, hogy *Sabine Hossenfelder* könyve ugyan nem számít könnyed olvasmányoknak, viszont rendkívül elgondolkodtató napjaink tudományos megismerési módszereiről, a kutatásról és annak finanszírozásával kapcsolatban. Ezért ajánlom olvasásra mind a kutatók, mind pedig a tanárok számára.

Radnóti Katalin

²<https://www.astrokatie.com>

TÓTH JÓZSEF, 1935–2021

Az MTA SZFKI egykori Fémkutatási Osztályának nyugalmazott főmunkatársa, *Tóth József*, a fizikai tudomány kandidátusa 2021. november 6-án, életének 87. évében elhunyt. Fizikusként lényegében egész életpályája a KFKI-hoz kötődött, főként transzportfolyamatok kísérleti vizsgálatában alkotott maradandót, amelyben kiváló kísérleti érzeke igen fontos szerepet játszott. A 2000-es évek legelején ment nyugdíjba, nagyjából 2007-ig még segítette az itt folyó munkákat.

Tóth József 1958-ban szerzett fizikus oklevelet az ELTE-n és utána rögtön a KFKI-ba került. Kezdetben az Au-Cu ötvözetek rendeződési kinetikájának vizsgálatában vett részt. Az általa végzett termofeszültség-mérések révén addig nem ismert bepillantást lehetett nyerni a rendeződési folyamatokba. Az ehhez kidolgozott mérési elrendezést a mintegy tíz évvel később megjelent, a fémek és ötvözetek termoelektromos tulajdonságaival foglalkozó könyvben kiemelt példaként említik [R. D. Barnard: *Thermoelectricity in metals and alloys*. Taylor and Francis, London, 1972].

1965-ben hosszabb időt töltött Moszkvában, a *Piotr Kapitza* által vezetett Fizikai Problémák Intézetében, ahol lehetősége volt megismerkedni a cseppfolyós nitrogén és hélium hőmérsékleteken végzett kísérleti technikákkal és számos alacsony hőmérsékleti fizikai problémával. Hazatérve itthon létrehozta az alacsony hőmérsékleti transzportvizsgálatok végzésére alkalmas laboratóriumot, amivel kezdetben a nagyon tiszta fémek és híg ötvözetek vizsgálatába kapcsolódott be.

A következő években több alkalommal tett rövid látogatást a moszkvai Kurcsatov Atomenergia Intézetben, ahol alacsony hőmérsékleti fajhőmérésekben működött közre ottani kollégákkal. 1970-ben Finnországban a Helsinkai Műszaki Egyetem Alacsony Hőmérsékleti Laboratóriumában a Fe-Rh ötvözetek anti-ferromágneses-ferromágneses átalakulásának tisztázására végzett kísérletekben vett részt.

Az 1970-es években főleg ipari vonatkozású kutatásokat végzett a réz-alapú ötvözetek belső oxidációjával kapcsolatban.

1978 és 1982 között a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézetben dolgozott, ahol aktív közreműködője volt a millikelvines tartomány elérését lehetővé tevő, a He³- és He⁴-izotópok keveredésén alapuló

hűtőrendszer megépítésének nukleáris és szilárdtest-fizikai kutatások céljára.

Hazatérése után az akkoriban már folyó fémüvegkutatásokba kapcsolódott be, berendezést épített a kristályosodási folyamatok ellenállásméréssel történő vizsgálatára, illetve részt vett azokban a kutatásokban, amelyek célja az elektromos transzporttulajdonságok összetételüggésének megértése volt az átmenetifémekkel adalékolt Fe-B alapú amorf ötvözetekben.

Az elektromostranszport-laboratóriumában használt megbízható alacsony hőmérsékleti skála és a kidolgozott automatikus mérőrendszerek révén rögtön aktívan be tudott kapcsolódni az 1986-ban felfedezett magas átmeneti hőmérsékletű szupravezetők kutatásába. Ehhez kapcsolódóan 1987-ben szervezett egy nemzetközi Alacsony Hőmérsékletű Fizika konferenciát is Budapesten.

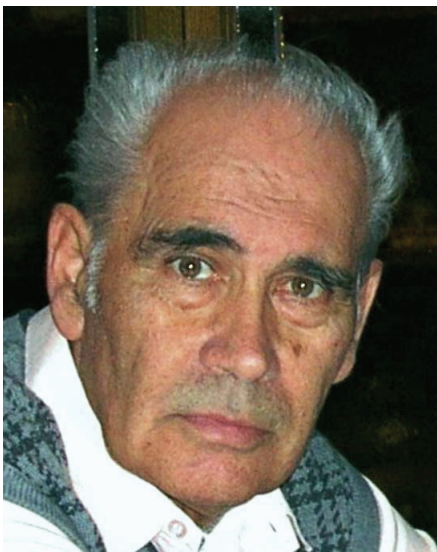
Amikor az 1980-as évek második felében beindultak az intézetben az amorf fém-hidrogén rendszerekre irányuló kutatások, az ellenállásmérések révén ebben is komoly szerepet játszott, különös tekintettel a fémek elektrolitikus úton történő hidrogénezésére.

Az 1990-es évek elején a nanofázisú fémek (nanokristályos Ni és mágneses/nem mágneses multirétegek) jelentek meg új kutatási témaként az intézetben és itt az elektromostranszport-tulajdonságok iránti érdeklődés miatt Tóth József ismét komoly szerepet játszott méréseivel és új mérési módszerek (például mágneses ellenállás) kidolgozásával, amelyeket továbbfejlesztett formában még ma is használunk.

Mintegy öt évtizedet felölelő kutatói pályafutása során Tóth József 50 nemzetközi folyóiratcikk és 23 konferenciaközlemény társszerzője volt (cikkeinek teljes listája elérhető a <http://www.szfk.hu/HU/metalsres> honlapon). Az elektromostranszport-tulajdonságok vizsgálatában elért eredményei alapján 1995-ben megszerezte a fizikai tudomány kandidátusa fokozatot.

Közeli kollégáinak a kísérleti munkában mindig lelkes és hozzáértő támogatást nyújtott és önzetlenül segítette a közelében dolgozó pályakezdő munkatársait. Mindezt példaként állítva őrizzük meg emlékezetünkben Tóth József kedves és barátságos személyiségét.

Bakonyi Imre, Péter László, Kiss László



GYÁSZOL A HAZAI NUKLEÁRIS SZAKMA, ELHUNYT RÓNÁKY JÓZSEF

A következő fájdalmas hír olvasható az Országos Atomenergia Hivatal (OAH) honlapján: „Őszinte részvétellel tudatjuk, hogy 2022. január 5-én elhunyt *dr. Rónaky József*, az OAH nyugalmazott főigazgatója, a hazai nukleáris szakma kiemelkedő és meghatározó egyénisége. Mintegy másfél évtizedig, 1999-től 2013-ig állt az OAH élén, továbbá számos hazai és nemzetközi szakmai szervezetben töltött be különféle tisztségeket. A hivatal saját halottjának tekinti, osztozunk a gyászoló család fájdalmában. Temetéséről később gondoskodik a hivatal.”

Rónaky József 1946. december 7-én Pécsen született, 1965-ben érettségizett a Nagy Lajos Gimnáziumban. 1970-ben fizikusként végzett az Eötvös Loránd Tudományegyetemen, ahol három évvel később egyetemi doktorrá avatták. Szakmai pályafutását a Központi Fizikai Kutatóintézetben kezdte, majd a Magyar Optikai Művek lézerfejlesztési osztályvezetőjeként folytatta. 1979–1999 között Pakson különböző, sugárvédelemmel és nukleáris biztonság-gal kapcsolatos beosztásokban (fizikus, dozimetriai szolgálatvezető, üzemanyag-kezelés nukleáris és sugárbiztonságáért felelős főmérnök, balesetelhárítási vezető) dolgozott. 1999-ben elfogadta az OAH főigazgatói megbízatást. Tagja volt a Magyar Nukleáris Társaságnak és az MTA Energetikai Bizottságának is. 1996–2000 között az Eötvös Loránd Fizikai Társulat (ELFT) Sugárvédelmi Szakcsoportjának elnöki tisztségét töltötte be. 2007-ben PhD fokozatot szerzett a Zrínyi Miklós Nemzetvédelmi Egyetem Katonai Műszaki Doktori Iskolájában, ahol a tudományos témavezetője *Solymosi József* ny. ezredes, az MTA doktora volt.

Tagja volt Paks képviselő-testületének, eredményes tevékenysége elismeréseként 1999-ben Pro Urbe emlékérmét kapott. Rónaky Józsefnek az ELFT 2007-ben Bozóky László-díjat adományozott a sugárfizika és a környezettudomány területén elért eredményeiért. A paksi atomerőmű nukleáris biztonsága érdekében, továbbá a hazai nukleáris létesítmények biztonságának társadalmi és nemzetközi elismertsége érdekében kifejtett több évtizedes elkötelezett, magas színvonalú tevékenységéért a „Hevesy György-díj a nukleáris kutatásért” kuratórium előterjesztése alapján 2009-ben Hevesy György-díjat adományozta az MTA elnöke fizikus kollegáinknak.

2013. március 8-án „a hazai atomenergia biztonságos felhasználása érdekében végzett példaértékű

munkássága, vezetői tevékenysége elismeréseként” a Magyar Érdemrend Lovagkeresztje (polgári tagozat) állami kitüntetés, majd 2014. december 18-án az MVM Paksi Atomerőmű Zrt. által alapított Hélios-díjat vehette át Rónaky József a paksi Erzsébet Nagy Szállodában tartott évzáró ünnepségen.

2015. november 9-én, a Magyar Tudomány Ünnepe rendezvénysorozat keretében „a nukleáris energia sikeres hazai felhasználásában, a Paksi Atomerőmű blokkjainak biztonság- és teljesítménynövelésében nyújtott közreműködéséért, a nukleáris terrorizmus elleni védelem hazai elemzésének bevezetéséért és irányításáért; a védettség fogalmának a magyar jogrendszerbe és gyakorlatba való bevezetéséért; valamint a Püspökszilágyi Radioaktív Hulladék Feldolgozó és Tároló korszerűsítésében, biztonságnövelésében és a Bataapáti Nemzeti Radioaktív Hulladéktároló létrehozásában játszott irányító szerepéért” Rónaky József kapta a Wigner Jenő-díjat.

A szakmai elismerések felsorolása során még említésre méltó, hogy barátunk 2013. május 16-án lett a Magyar Mérnöki Kamara tiszteletbeli tagja, és jelvényünket büszkén viselte. Figyelemre méltó a következő méltatás, amelyet a kitüntető cím átadásakor olvastunk fel: „Dr. Rónaky József a Központi Fizikai Kutatóintézetnél, majd a Magyar Optikai Műveknél folytatott tudományos kutatói és fejlesztési tevékenységek után, 1979-ben csatlakozott a Paksi Atomerőmű Vállalathoz. Pakson különböző vezető beosztásokban feladata a nukleáris biztonsági, a sugárvédelmi, valamint az üzemanyag-gazdálkodási feltételek, szervezeti háttér és műszaki-tudományos kultúra megteremtése, majd irányítása volt. 1999-től az Országos Atomenergia Hivatal főigazgatója. Ebben a minőségében elsődleges felelőssége – egyebek mellett – a magyarországi nukleáris biztonság szavatolása. A Hivatal által támasztott szigorú követelményeknek és az engedélyesek következetes ellenőrzésének köszönhető, hogy a magyar nukleáris létesítmények, mindenekelőtt a paksi atomerőmű nukleáris biztonsága nemzetközileg elismerten magas színvonalú. Dr. Rónaky József nemzetközileg ismert és elismert szakember, személyében képviseli a magyar nukleáris szakmai kultúrát. Sokat tett a nukleáris biztonság iránt elkötelezett szakembergárda kineveléséért és az intézményrendszer működtetéséért. Kiemelkedő szerepe volt a független



nukleáris szakértők jogintézményének kialakításában, és abban, hogy a szakértőjelölteket az engedélyesektől független hivatásrendi köztestületként a Mérnöki Kamara szervezetei minősítsék.”

A nukleáris szakma képviselői hálásan gondolnak rád, nyugodjál békében kedves barátunk, Jóska!

Sipos László József,

a nukleáris szakértőket Minősítő Bizottság tagja

BARNA B. PÉTER NEMZETKÖZI ELISMERÉSE

Az International Union for Vacuum Science, Technique and Applications (IUVSTA) *Barna B. Pétert*, az ELKH Energiatudományi Kutatóközpont Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézetének emeritus professzorát tiszteletbeli elnökévé választotta és az International Conference on Thin Films három évenként megrendezésre kerülő konferenciáján a legjobb előadást tartó fiatal kutatónak adandó díjat róla nevezte el. Az „IUVSTA Peter Barna Prize” díjat első ízben Budapesten, a 2020. november 22–26. között on-line (több, mint 250 fő részvételével) megrendezett konferencián adták át.

Az IUVSTA az uniót alkotó 35 nemzeti szervezet mintegy harmincezer kutató és műszaki szakember közösségét képviseli. Rendszeresen szervez több ezer fős nemzetközi kongresszusokat, szakterületi konferenciákat, iskolákat és munkamegbeszéléseket. Az IUVSTA 1958 óta működik. Hivatalosan 1962-ben jegyezték be Brüsszelben. *Szigeti György*, az ELFT akkori főtákará kezdeményezésére 1965-ben az MTA Műszaki Tudományok Osztályának keretében megalakult IUVSTA Magyar Nemzeti Bizottsága lett az Unió magyar tagszervezete (2017 óta a Magyar Vákuumtársaság). Az ELFT Vákuumfizikai és Vékonyréteg-fizikai szakcsoportjai megalakulásuktól kezdve szorosan együttműködtek az IUVSTA Magyar Nemzeti Bizottsággal, és aktívan részt vettek az IUVSTA életében. Tagjaik közül számosan voltak az IUVSTA Végrehajtó Tanácsának és bizottságainak tagjai, és *Antal János* 1983–86 között az Unió elnöke. Az Unió Magyarországon tartott rendezvényeinek szervezését (mintegy 17) a szakcsoportok tagjai, illetőleg a Társulat titkársága végezte.

Az Unió fő erőssége, hogy munkája interdiszciplináris és súlyponti kérdésnek tekintette kezdettől fogva az innovációt. Szakosztályai (jelenleg 9) lefedik az anyagtudomány és a rohamosan fejlődő informatika, hírközlés, logisztika, robotika, orvosi diagnosztika és gyógyítás, közlekedés stb. eszközeit előállító csúcstechnológiák vákuumtechnikára épülő legkorszerűbb területeit. Így a vékonyrétegek, a nanoszerkezetek kérdéskörét is, amely *Barna B. Péternek*, *Pócza Jenő* tanítványaként, az 1950-es évek óta kutatási területe.

A döntés indoklása kiemeli egyrészt, hogy *Barna B. Péter* jelentős tudományos eredményt ért el a vékonyrétegek szerkezetkialakulásának kutatása terüle-



Barna B. Péter (balra) Florin Abeles professzorral, az International Thin Film Committee elnökével 1978-ban Loughborough-ban a 4. Nemzetközi Vékonyréteg Konferencián, amikor az IUVSTA Thin Film Division megalakítását készítették elő.

tén, amelyet 2010-ben az Unió három évenként adható legmagasabb tudományos díjának, az „IUVSTA Science Prize” odaítélésével ismertek el és Pekingben, a „18th International Vacuum Congress” keretében adták át. Másrészt hivatkozik arra, hogy *Barna B. Péter* 1970 és 2000 között jelentősen hozzájárult az Unió megújuló szervezetének, működési formáinak kialakításához és munkájának hatékony végzéséhez. Elnöke volt az Unió több bizottságának, 1981 és 86 között tagja volt a Végrehajtó Tanácsnak. A Nemzetközi Vékonyréteg Bizottság tagjaként is egyik kezdeményezője, majd titkárként résztvevője volt a Thin Film Division megalakításának, az International Conference on Thin Films szervezésének a Thin Film Division keretében. A korábban általa szervezett nemzetközi iskolák tapasztalata alapján kezdeményezte és az Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (Trieszt) intézettel közösen szervezett első három vékonyréteg tárgykörű iskola (1993, 1996 és 1999) megrendezésével elindította az IUVSTA Schools sorozatot. Egyik kezdeményezője és szervezője volt az Ausztria–Magyarország, majd további kelet-közép-európai országok vákuumegyesületei közös konferenciája (Joint Vacuum Conference, JVC) sorozatnak. Az IUVSTA keretében 32 nemzetközi rendezvény szervezésében vett részt. Ezek közül 11 rendezvénynek volt elnöke, igazgatója vagy titkára és tizenhatot Magyarországon szerveztek.

THE EPS FORUM

02-04 JUNE 2022

CONFERENCE CENTER
SORBONNE UNIVERSITY
PARIS, FRANCE



- CONFERENCES •
- ROUND TABLES •
- WORKSHOPS •

IN 2022 THE EUROPEAN PHYSICAL SOCIETY (EPS) JOINS FORCES WITH ITS 42 MEMBER SOCIETIES, 18 DIVISIONS AND GROUPS 40 ASSOCIATE MEMBERS TO ORGANISE THE FIRST EPS FORUM AT SORBONNE UNIVERSITY, PARIS.

The EPS Forum is a three-day international meeting of interest for all European researchers, PhD students and Post Docs who wish to be introduced to exciting research opportunities in large companies and start-ups, and encourage a dialogue with representatives of the industry sector.

The EPS Forum will also host a general conference in physics on various topics, addressed from a more fundamental point of view and sponsored by high-profile scientists. Round tables will be dedicated to societal issues.

THE FORMAT OF THE EPS FORUM WILL INCLUDE A SERIES OF CONFERENCES, ROUND TABLES AND WORKSHOPS ON:

- Condensed matter physics: from quantum materials to additive manufacturing
- Energy and sustainability, transportation and technology
- Accelerators, high-energy particle physics, nuclear physics
- Quantum technologies and photonics
- Machine learning and artificial intelligence
- Biophysics, technological sequencing of proteins, pandemic, cancer treatments

REGISTRATION FEES

LOW PARTICIPATION FEES
Non EPS Members → €20
EPS Members → €15

FOR OUR INDUSTRIAL PARTNERS
Non EPS Associate Members → €100
EPS Associate Members → €50

Stands will be made available at attractive rate.
For more information, please contact us:
contact-forum-eps@eps.org

THURSDAY, 2nd

Physics Meets Industry

Day 1 of the EPS Forum will be dedicated to the employment of young physicists in Europe and favour direct exchanges with CEO, directors and engineers of major industrial companies in these fields.

Involving EPS Young Minds Members and EPS Associate Members, Day 1 will bring together early career researchers, interns, PhD students, and Postdocs with physics-based enterprises in order to discuss exciting research and career opportunities in industry.

FRIDAY, 3rd

Scientific Colloquium & Societal Challenges

Day 2 will look at scientific and societal challenges facing the physics community. The latest achievements in physics will be highlighted by the most outstanding physicists in Europe and beyond, including a strong participation from the EPS Member Societies and Divisions and Groups.

SATURDAY, 4th

EPS council

Day 3 will be devoted to the regular business of the EPS Council, open to EPS Council Delegates.

REPRESENTING 42 NATIONAL PHYSICAL SOCIETIES AND 130'000 RESEARCHERS, THE EUROPEAN PHYSICAL SOCIETY (EPS) ADVOCATES PHYSICS AND ITS CONTRIBUTION TO THE ECONOMIC, TECHNOLOGICAL, SOCIAL AND CULTURAL DEVELOPMENT IN EUROPE. IT PROMOTES EXCELLENCE IN PHYSICS RESEARCH AND COOPERATION WITH PHYSICS-BASED INDUSTRIES, EDUCATION AND STUDENT MOBILITY, PUBLICATION AND OUTREACH.

The EPS Young Minds Programme gives young researchers the opportunity to lead teams, organise events for networking, public outreach and career development. It is open to all enthusiastic young researchers in Europe and gathers the next generation of leaders in science.

Associate Members are represented in the EPS committees and Council. EPS Associate Membership is an exclusive opportunity to valorise physics research, industrial applications and societal projects.



FOR MORE INFORMATION VISIT:
WWW.EPS.ORG/FORUM

$$H(t)|\psi(t)\rangle = i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle$$