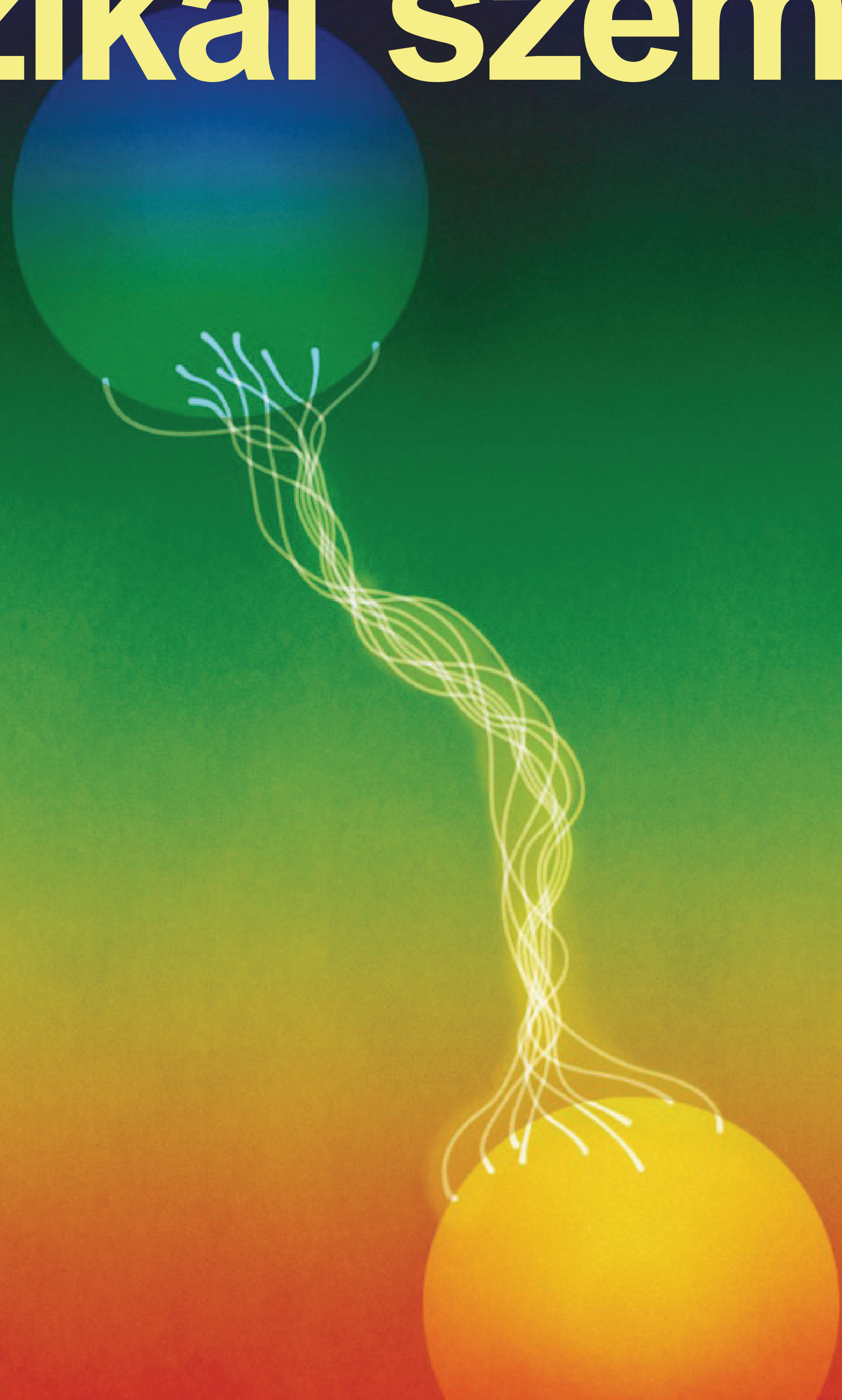
fizikai szemle



2022/11

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Mathematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Mathematikai és Physikai 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

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:
Két részecske között a kvantumos összefonódás olyan kapcsolatot teremt, amivel a távolság dacára is „kísértetiesen hatni” tudnak egymásra. Az idei Fizikai Nobel-díjat a kvantumos összefonódás kísérleti kimutatásáért adták, ami megalapozta a kvantuminformatikát – részletek a 341–346. oldalakon (grafika: ©Johan Jarnestad/The Royal Swedish Academy of Sciences).

TARTALOM

A FIZIKA TANÍTÁSA

HÍREK – ESEMÉNYEK

TEACHING PHYSICS

EVENTS

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT
megjelenését támogatják:

Emberi Erőforrások Minisztériuma
Nemzeti Kulturális Alap
Otthon, Város Ferencváros
A Fizika Brátai

A 2022. ÉVI NOBEL-DÍJ: A KVANTUMOS ÖSSZEFONÓDÁS, A »KÍSÉRTETIES TÁVOLHATÁS« KÍSÉRLETI IGAZOLÁSA

Asbóth János
BME, Elméleti Fizika Tanszék és
Wigner FK, Kvantumoptika és Kvantuminformatika Osztály

A 2022. évi fizikai Nobel-díjasok: Alain Aspect, John F. Clauser és Anton Zeilinger.

A 2022-es fizikai Nobel-díjat a francia *Alain Aspect,* az amerikai *John F. Clauser* és az osztrák *Anton Zeilinger* kapták 1/3-1/3-1/3 arányban – jelentette be a Nobel-bizottság október 4-én Stockholmban. A három kutató úttörő kísérletei (Clauser az 1970-es, Aspect az 1980-as, majd Zeilinger az 1990-es években) egyre pontosabban mutatták meg, hogy a kvantumos összefonódás, a kvantummechanika által jósolt „kísérteties távolhatás" részecskék között valóban létezik: a Bell-egyenlőtlenségek sérülnek. A kísérletek és a kutatók későbbi munkája lefektették a kvantuminformatika technológiai alapjait. Tekintsük át a kvantumos összefonódás fejlődését az 1935-ös gondolatkísérletektől – a most Nobel-díjjal jutalmazott kísérleteken át – a ma már lehetséges technológiai és tudományos használatáig!

Előzmény: a természet lokális

A természetben nincsenek távolhatások. Amikor például két mágnes látszólag távolról vonzza-taszítja egymást, valójában az egyik mágnes által felépített mágneses tér hat kölcsön a másik mágnessel. A mágneses és elektromos tér úgymond „lokális rejtett változók", amelyek magyarázzák a látszólagos távolhatást. A fizika célja, hogy megtalálja ezeket a lokális, rejtett változókat, és tárja fel dinamikájukat, ami teljesen új jelenségek felfedezéséhez is segíthet, ahogy az a mágneses és elektromos térrel az elektromágneses sugárzás esetében történt. Tulajdonképp úgy is mondhatnánk, hogy távolhatások a fizikában definíció szerint nincsenek: a tér *definiáló* tulajdonsága az, hogy két fizikai objektum egy helyen kell legyen ahhoz, hogy hassanak egymásra.

A távolhatások kizárását az einsteini relativitáselmélet még mélyebben indokolja. A relativitáselmélet által leírt világ események láncolata, minden eseménynek tér- és időkoordinátái vannak. Egy *A* és *B* esemény között akkor van távolhatás, ha egyikük okozza a másikat, pedig mindketten kívül esnek egymás múltbeli fénykúpjain – szakszóval *A* és *B* térszerűen szeparáltak. Ilyenkor *A* és *B* sorrendje nem abszolút, az egymáshoz képest eltérően mozgó megfigyelők közül van, aki szerint a kettő egyidejű, de van, aki szerint *A,* illetve van, aki szerint *B* volt előbb. Abban, hogy *A* az ok és *B* az okozat vagy fordítva, ezek a megfigyelők nem fognak egyetérteni, ezért az oksági viszony relatív lenne.

A kvantumos összefonódás születése: *Einstein, Podolsky, Rosen,* 1935.

Arra, hogy a kvantummechanika és relativitáselmélethez szükséges lokális realizmus között feszültség van, 1935-ben, a gondolatkísérletek nagy évében (lásd *Schrödinger* macskája) mutatott rá Einstein, Podolsky és Rosen. Az EPR néven elhíresült, *Physical Review*-ban publikált gondolatkísérletük [1] konklúziója, hogy a fizikai valóság kvantummechanikai leírása „nem tekinthető teljesnek": kell legyen a kvantummechanika mögött valamilyen még ismeretlen elmélet, amelynek rejtett változói egyszerre tudják megjósolni egy részecske kanonikusan konjugált mennyiségeit. A konklúzióhoz arra van szükség, hogy egy részecskén végzendő mérések eredményeit egy másik részecske megmérésével tudjuk megjósolni. A cikk általános keretben fogalmazza meg az eredményeket, de egy

Asbóth János fizikus, tanulmányait az ELTE-n és az Innsbrucki Egyetemen végezte, a BME Elméleti Fizika Tanszékének docense és a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa. Kutatásaiban a kvantuminformatikához érdekes kvantumoptikai és szilárdtest-fizikai rendszereket, topologikus fázisokat vizsgálja.

konkrétabb példát is tekint, ahol a változók a hely és az impulzus, nézzük ezt meg!

Az EPR-kísérlet (*1. ábra*) előkészületéhez két részecskét (A és B) preparálunk egy különleges szuperponált – mai szóval összefonódott – állapotban. Az állapothoz egyenletesen szuperponáljuk az összes olyan állapotot, ahol A és B impulzusának y komponense egymás ellentettje. A szuperpozícióban a komplex amplitúdók fázisait jól választjuk meg, így az együttes hullámfüggvény helybázisban kifejtve is teljesen korrelált: csupa olyan állapot egyenletes szuperpozíciója, ahol A és B y koordinátája megegyezik. Ilyen állapotot könnyű felírni, lásd az *1. ábrát.* Az előkészület része, hogy A-t és B-t nagyon távolra küldjük egymástól, például az x koordináta mentén – A a Földön, Alíznál, míg B a Marson, Bobnál.

Az EPR-kísérlet egy előre egyeztetett pillanatban történik: Alíz a Földön és Bob a Marson is véletlenszerűen választ, hogy a nála lévő részecske helyét vagy impulzusát méri meg (úgymond bázist választ), és azonnal végre is hajtja a mérést, regisztrálja az eredményt. Fontos, hogy a döntéstől a mérési eredmény regisztrálásáig olyan rövid idő teljen el, hogy a bázisválasztás + mérési folyamatok egymás fénykúpjain kívül legyenek – így kizárhatjuk, hogy Alíz bázisválasztása bárhogy befolyásolja Bob mérésének eredményét. Alíz szabadon választhat, hogy az A helyét vagy impulzusát méri meg, és mindkét esetben nem csak A, hanem a B helyét, illetve impulzusát is megtudja, azaz pontosan képes megjósolni Bob mérésének eredményét. Ezért a B részecske olyan tulajdonsággal (rejtett változóval) kell rendelkezzen, amely mind a hely-, mind az impulzusmérés eredményét már előre tartalmazza. Márpedig a kvantummechanika szerint ez ellentmondana a Heisenberg-féle határozatlansági relációnak.

Az EPR-kísérlet kulcseleme a két részecske közötti „kísérteties távolhatás” volt, amit még 1935-ben Schrödinger nevezett el németül „Verschränkung”-nak, angolul „entanglement”-nek – magyarul ezt *kvantumos összefonódásnak* (vagy egyszerűen csak összefonódásnak) hívjuk. Bár a gondolatkísérlet alapján az összefonódás valamilyen távolhatást okoz, ez azonban érdekes módon nem használható fel a fénysebességnél gyorsabb információ küldésére. Alíz nem tud távírót működtetni például úgy, hogy a 0-át és 1-et a hely, illetve impulzus mérésével küldi, mert Bob a saját mérési eredményéből nem tud következtetni arra, hogy Alíz melyik mennyiséget mérte. Einstein ezért nevezte kísértetiesnek a távolhatást.

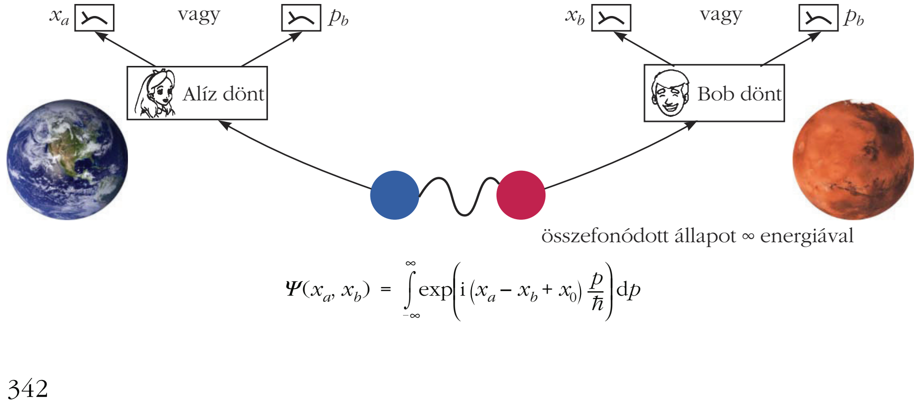
A pragmatikus fizikusok: 1935–1964.

Bár az EPR-gondolatkísérlet jelezte, hogy feszültség van a kvantummechanika és a lokális realizmus között, a fizikusoknak nem sikerült ezt a feszültséget feloldaniuk. Nem találták meg az Einstein által vár rejtett változókat, amelyek miatt a kvantummechanikát új alapokra kellene helyezni. A kvantummechanika sikeresen magyarázta az új kísérleti eredményeket, és – a matematikát kellően lazán kezelve – kiterjeszthetőnek bizonyult a részecske-antirészecske párok keltésével járó folyamatokra is, kvantumtérelméletek formájában, ráadásul segített megvetni az információtechnológia alapjait (például a félvezetők kvantumos sávelmélete a tranzisztort). Ezért 1935 és 1964 között a fizikusok többsége pragmatikus álláspontra helyezkedett, amit *David Mermin* utólag tömören így fejezett ki: „Shut up and calculate”! Azaz: „számolj, ne filozofálj”, vagy „a fizikával, ne a metafizikával törődj”.

A következő lépés az EPR-gondolatkísérlet életében *David Bohm*[1] 1951-es verziója volt, de ezzel is maradt a rejtett változók „metafizika, nem fizika” státusza. Bohmnál A és B egy-egy feles spinű részecske (például elektron), amelyek spinje (saját perdülete, avagy forgástengelyének iránya) olyan kvantumos tulajdonság, ami két megkülönböztethető értéket vehet csak fel, ezek a *bázisállapotai.* Már régóta – az 1922-es Stern–Gerlach-kísérlet magyarázata óta – tudhatóan közvetlenül lehetetlen megmérni, merre mutat egy feles spinű részecske forgástengelye: csak azt, hogy mérőberendezésünk tengelye mentén vagy azzal ellentétesen áll. A mérés előtti, általános állapot Dirac-féle „ket” jelöléssel a tér valamilyen θ, φ szöggel jellemzett irányába mutató spin, ami felírható például a z tengely mentén „fel”, illetve „le” állapotok szuperpozíciójaként,

$$|\uparrow_{\theta,\varphi}\rangle = \cos(\theta/2)\,|\uparrow_z\rangle + e^{\mathrm{i}\varphi}\sin(\theta/2)\,|\downarrow_z\rangle.$$

1. ábra. Az EPR-kísérlet vázlata. Két részecskét, amelyek össze vannak fonódva, szétküldünk az egymástól távol található Alízhoz és Bobhoz. Ők egymástól térszerűen szeparálva döntenek, hogy helyet vagy impulzust mérnek a náluk lévő részecskén. A kvantummechanika szerint, ha azonos mennyiséget mérnek, eredményeik teljesen korrelált véletlen eredményt kell adjanak.



Ez az összefüggés ugyanaz, mint ami a kvantumbit egy állapotát adja a Bloch-gömbön. Az EPR-hez szükséges összefonódott állapot egyszerűen az A és B részecske 0 perdületű, szingulett kvantumállapota,

$$|\psi_-\rangle = |\uparrow\rangle\,|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle\,|\uparrow\rangle,$$

[1]A magyar származású Bohmról Radnai Gyula írt részletes cikket a *Fizikai Szemlében* (2017/12, 429–434. oldal).

ahol a két „ket” tenzorszorzatában az első *A,* a második *B* állapota, és az egyszerűség kedvéért a normálási tényezőt elhagytam. Itt (amint az a fenti egyenlet alapján könnyen belátható) tetszőleges tengely mentén megmérve a spineket ellentétes eredményt kapunk:

$$|\psi_{-}\rangle = |\uparrow_{\theta,\varphi}\rangle\,|\downarrow_{\theta,\varphi}\rangle - |\downarrow_{\theta,\varphi}\rangle\,|\uparrow_{\theta,\varphi}\rangle.$$

A Bohm-féle EPR-gondolatkísérletben a két kanonikusan konjugált mennyiség a hely és impulzus helyett a spin az *X,* illetve a *Z* tengely mentén. Alíz és Bob is tengelyt választ: részecskéjének spinjét az *X* vagy a *Z* tengely mentén méri meg. Ha a döntéstől a mérési eredmény regisztrálásáig Alíz és Bob tevékenységei térszerűen szeparáltak, az EPR-logika szerint *B* spinjének értéke az *X* és *Z* tengely mentén is rejtett változók által előre meghatározott kell legyen. A legtöbb fizikust meglepetésszerűen érte, amikor *John Stewart Bell* 1964-ben megmutatta, hogy a Bohm-féle EPR-kísérlet egy variációjával ki lehet zárni az Einstein-féle rejtett változós magyarázatot. Bell egy apró változást elemzett ki: mi van, ha Alíz és Bob nem két-, hanem háromféle mérést végezhet? Bell eredeti gondolatát most nem elemezzük végig, az érdeklődőket egy friss áttekintő cikkhez [2] és egy rövid, könnyen emészthető leírásért egy tankönyvhöz [3] irányítjuk. Ehelyett inkább lépjünk tovább 5 évet az időben, és a Bell-egyenlőtlenség egy praktikusabb verzióját nézzük meg, ami már az idei Nobel-díj egyik kitüntetettjéhez fűződik.

Az első idei Nobel-díjas: 1969–1974, Clauser, CHSH és az első kísérletek

Az idei Nobel-díjasok közül az amerikai John F. Clauser nem sokkal Bell cikke után, még doktoranduszként kapcsolódott be a kvantumos nemlokalitás kutatásába. Fő témája a mikrohullámú asztrofizika volt, de emellett lenyűgözte a kvantummechanika alapjainak megértése is. Bell munkájának olvasása után levélben kérdezte meg Bell Bohmot és *de Broglie*-t [4], hogy áll az egyenlőtlenség kísérleti vizsgálata. Miután megtudta, hogy ez még nyitott terület, gyorsan átgondolta, hogyan kellene módosítani Bell egyenlőtlenségét, hogy kísérletileg közvetlenül mérni lehessen, és ebből egy absztraktot beküldött az Amerikai Fizikai Társulat konferenciájára. Az absztrakt alapján hívta őt *Abner Shimony* fizikus-filozófus professzor, hogy diákjával, *Horne*-nal szintén ilyesmin gondolkodnak, sőt, a Harvardon doktorandusz *Holt* már kísérletet is kezdett előkészíteni. Végül ők négyen, Clauser, Horne, Shimony és Holt (CHSH) közösen publikálták a cikket, ami a legtöbb Bell-egyenlőtlenséget mérő kísérlet alapjául szolgált [5].

Az EPR-gondolatkísérlet CHSH-féle változata nagyon hasonlít a Bohm-változathoz, csak egy dologban tér el: Bob tengelyei el vannak forgatva Alízéihoz képest (*2. ábra*). Tehát továbbra is két feles spinű részecskét tekintünk, szingulett állapotban, Alíz továbbra is az *X* vagy a *Z* tengely mentén mér (Alíz méréstengelyeit szokták *a,* illetve *a′* betűvel jelölni), Bob viszont átlós tengelyeket használ: *X*+*Z* (*b*), illetve *X*−*Z* (*b′*) irányút. Sok ismételt kísérletben, Alíz és Bob is véletlenszerűen választ bázist, méréseik rendre +1-et vagy −1-et adhatnak. Mindegyik báziskombinációra előre meghatározhatjuk a mérési eredmények szorzatának *E* várható értékét, amit azután a mérési statisztikából relatív gyakorisággal közelíthetünk – például *E*(*a, b*) jelöli az Alíz *a* és Bob *b* választása mellett kapott eredmények szorzatainak várható értékét (illetve átlagát). Ha kizárjuk a fénysebességnél gyorsabb kommunikációt, az eredményeket rejtett változóknak tulajdonítjuk, akármilyen fizikai összefüggés is lenne a részecskék spinje és a mérési eredmények között, a következő összefüggés adódik:

$$S = E(a,b) + E(a,b') + E(a',b) - E(a',b') \le 2.$$

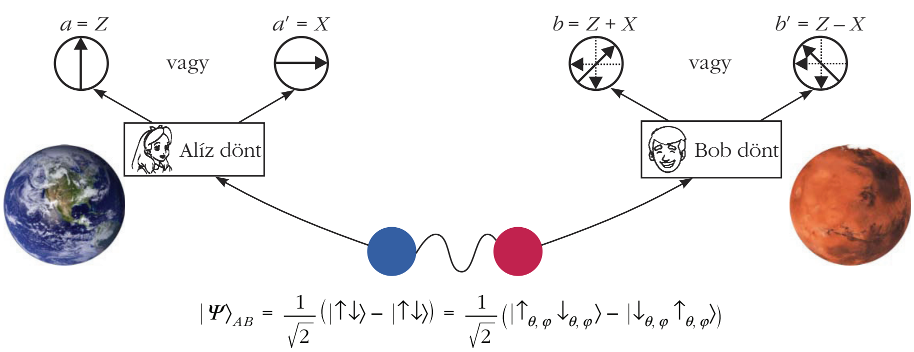
Ezzel szemben a tökéletes szingulett párokra egyszerű számolással adódik:

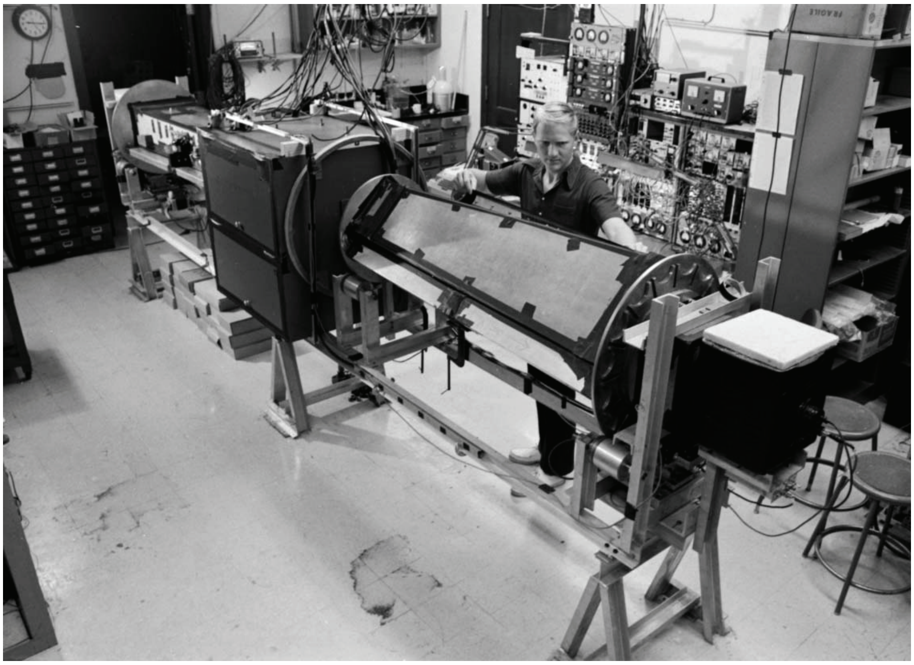
$$S = 2\sqrt{2}\,.$$

Az összefüggés rövid bizonyítását a *Fizikai Szemlében* is megtalálhatjuk [6], de érdemes utánaolvasni (például a Wikipedián vagy egy jegyzetben [3]) az úgynevezett CHSH-játéknak, ami szemléletesen mutat rá az egyenlőtlenség jelentésére.

Clauser 1969-ben megvédte doktoriját, és a University of California Berkeley-n kezdett posztdoktori állása alatt nekilátott a Bell- (CHSH-) egyenlőtlenségek kimérésének, versenyben a Harvardon dolgozó Holttal. Az akkor még doktorandusz *Freedmannel* közösen építettek kísérletet (*3. ábra*). Itt az összefonódott részecskék feles spinű elektronok helyett fotonok, amelyek polarizációs állapota összefonódott. A fotonok forrása ultraibolya sugárzással gerjesztett kalciumgőz volt, ahol az atomok vegyértékelektronjai egy legerjesztődési kaszkád útján kerülnek vissza az alapálla-

2. ábra. A Bell-egyenlőtlenséget mérő kísérletek alapja, az EPR-kísérlet Bell-CHSH variációja. A két részecske spinjeikben vannak összefonódva, a távoli állomásokon Alíz és Bob pedig véletlenszerűen választja, hogy milyen tengely mentén méri meg a spint.





3. ábra. John Clauser az 1970-es években, a Bell-egyenlőtlenségek kísérleti ellenőrzésére Stuart Freedmannel közösen épített kísérleti berendezésével (fotó: Steve Gerber/Berkeley Lab) [https://newscenter.lbl.gov/2022/10/04/john-clauser-awarded-2022-nobel-physics/].

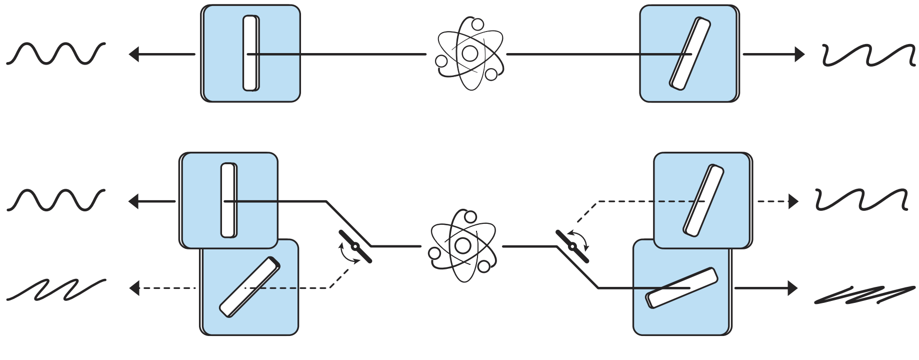
potba, a kibocsájtott fotonok között vannak szingulett állapotban összefonódott párok, amelyeket koincidenciaméréssel válogattak le. Clauser és Freedman 1972-ben sikeresen mérte ki a Bell-egyenlőtlenségek sérülését (ez volt Freedman doktorija), mintegy 5 szórásnyival, S = 2,388±0,072. Holt és témavezetője, *Pipkin* eközben ennek ellenkezőjét, a Bell-egyenlőtlenségek teljesülését találták, S = 1,728±0,104. Eredményeiket azonban végül nem publikálták, mert látva Clauserék munkáját, felmerült bennük, hogy talán nem szűrtek ki minden szisztematikus hibát. Valóban, Clauser és mások is megismételték Holték kísérletét, és az egyenlőtlenség sérülését találták, például Clauser S = 2,308±0,0744 eredményt kapott. Tehát a természetben kell legyen „kísérteties távolhatás”!

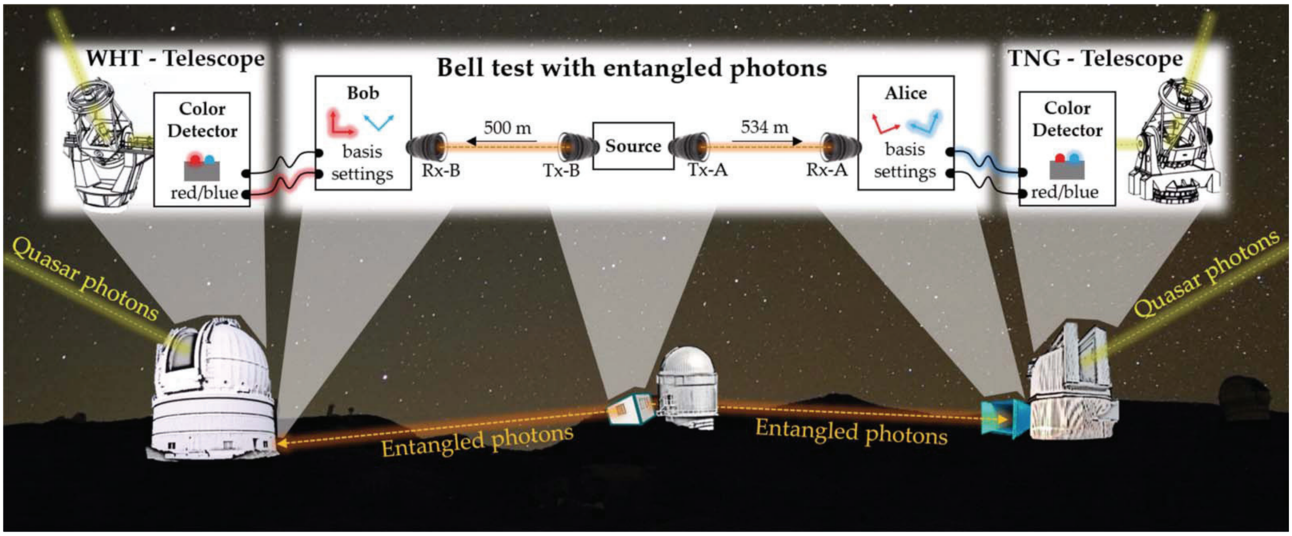
Clauser úttörő kísérlete nem zárt ki minden lokálisan reális elméletet: maradtak kibúvók (loophole). Legfontosabb a *lokalitáskibúvó* (locality loophole): mivel Alíz és Bob nem váltogatott véletlenszerűen a mérési bázisok között, hanem Clauserék egy mérési sorozatban mértek sokat *a* és *b* beállításokkal, azután *a* és *b′*, azután *a′* és *b,* majd *a′* és *b′* beállítások mellett, nem lehet kizárni, hogy Bob méréseinek eredményét befolyásolta Alíz bázisválasztása. Inkább kukacoskodásnak hat (de egy ilyen nagy filozófiai jelentőségű kísérletnél a kukacoskodás indokolt) az úgynevezett *detektálási kibúvó:* mivel a fotonok detektálási hatásfoka nagyon alacsony volt, ezért nem lehet kizárni, hogy a Bell-egyenlőtlenségek csak a detektált fotonokra sérültek – ha az összes kibocsájtott fotont elcsípték volna, az egyenlőtlenségek nem sérültek volna. A Bell-egyenlőtlenségek sérülésének kimérése tehát nem Clauserék kísérletével végződött, hanem azzal kezdődött.

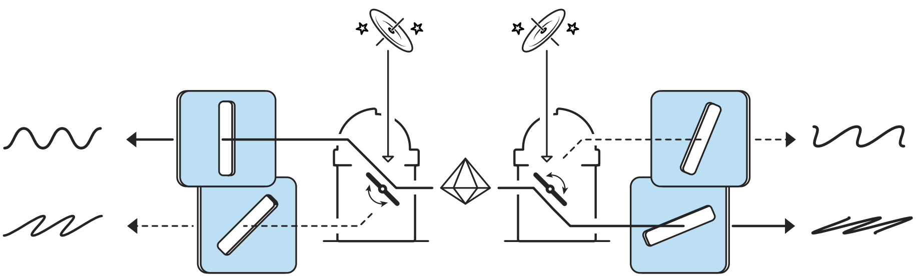
A második Nobel-díjas: 1982, Aspect és a lokalitás

Az idei Nobel-díjasok közül a francia Alain Aspect 1982-ben zárta be a lokalitáskibúvót, a fizikus közvéleményt meggyőzve arról, hogy van „kísérteties távolhatás”, a kvantummechanika nem magyarázható lokális rejtett változókkal. Aspect és francia kollégái 1980 és 1982 között több lépésben javítottak Clauserék kísérletén – ezeket mutatja a Nobel-bizottság ábrája is (*4. ábra*). Egyrészt szintén Ca-atomok legerjesztődéséből származó fotonokkal kísérleteztek, de az atomokat ultraibolya sugárzás helyett két lézerrel gerjesztették (kétfotonos átmenettel), ezzel sokkal hatékonyabb forrást kaptak. A kísérlet egy verziójában a Clauserék által is használt polarizátor helyett polarizáló nyalábosztót használtak, hogy mérésük mindkét kimenetelét detektálni tudják. A leglényegesebb változás azonban, hogy bár Alíz és Bob állomásai Aspect-éknél is közel, egymástól 13 méterre (43 fény-nanoszekundumra), a laboratórium két sarkában voltak, mégis egyik kísérletükben bezárták a lokalitáskibúvót: Alíz és Bob váltogatták a méréshez használt bázist, 43 ns-nál jóval rövidebb idő alatt (7, illetve 13 ns). A gyors váltogatást úgy érték el, hogy a beérkező fotonokat két fix polarizátor közül felváltva az egyikre vagy a másikra irányították egy akuszto-optikai köl-

4. ábra. Aspect Bell-egyenlőtlenséges kísérletének újításai Clauserékéhez képest, a Nobel-bizottság sematikus ábráján. Fent: Clauserék rögzített polarizátorokkal mértek fotonokat, amelyek atomok legerjesztéséből származtak. Lent: Aspect kísérletének fő újítása, hogy nála Alíz és Bob kétféle polarizátorbeállítás mellett mért, amelyek között gyorsan, véletlenszerűen váltogatott.







5. ábra. Zeilinger csoportjának 2018-as kísérlete a Kanári-szigeteken, ahol több milliárd fényévre lévő kvazárok szolgálnak véletlenszám-generátorként. Az összefonódott fotonokat pedig nem atomok legerjesztődésével, hanem hatékonyabb módon, nemlineáris optikai kristályon parametrikus legerjesztéssel nyerték Alíz és Bob számára [9, illetve a Nobel-bizottság sematikus ábrája].

csönhatást használó eszközzel (piezoelektromos kristállyal ultrahang-állóhullámokat keltve vízben). Bár maga a váltogatás nem véletlenszerűen történt, figyelembe véve a kibocsájtott fotonok érkezési idejének fluktuációját, Aspect-ék úgy érveltek, hogy kísérletük elég jól modellezi a véletlenszerű váltásokat. Aspect kísérletei is a Bell- (CHSH-) egyenlőtlenség sérülését találták 5 szórásnyival.

Aspect kísérleteiben is maradtak még kibúvók. Egyrészt a lokalitáskibúvó bezárása nem volt igazán alapos, mert bár Alíz és Bob váltogatta a bázisokat, de periodikusan: valójában az adott pillanatban kibocsájtott fotonpár méréséhez választott bázis már jóval korábban eldőlt. Másrészt a detektálási kibúvó továbbra is megmaradt, a fotonok detektálási hatásfoka továbbra is túl alacsony volt.

A harmadik Nobel-díjas: 1990–, Zeilinger, összefonódás sok kísérletben

A harmadik idei Nobel-díjas, az osztrák Anton Zeilinger a lokalitáskibúvót 1997-ben zárta be [8]. Zeilinger az összefonódott fotonokat már nem atomok legerjesztődésével, hanem egy hatékonyabb, az 1980-as évek végén kifejlesztett módon nyerte: parametrikus legerjesztéssel nemlineáris optikai kristályon, amelyekből sokkal több összefonódott foton lép ki, ráadásul jól meghatározott irányokban, így ezeket jól lehet optikai szálba csatolni. Zeilinger ezt kihasználva, alacsony veszteségű optikai szálakon vitte a fotonokat, Alízhoz és Bobhoz, az innsbrucki kampusz két, egymástól 800 m-re lévő mérőállomására. Lényeges, hogy a két állomáson egy-egy fizikai véletlenszám-generátor volt, ami fotonok féligáteresztő tükrön való eltérülését mérve ki-bekapcsolt egy elektro-optikai modulátort – ez elforgathatta a fotonok polarizációját 45 fokkal, mielőtt azok a fix polarizáló nyalábosztóra estek. Zeilingerék így megvalósították Alíz és Bob véletlenszerű bázisválasztását. Egy-egy 10 másodperces mérési sorozatban S = 2,73±0,02 értéket mértek, azaz több mint 30 szórásnyival sérült a Bell-egyenlőtlenség!

A Bell-kísérleteket folytatni kellett még Zeilinger 1997-es eredménye után is, hiszen a detektálási kibúvó még nem volt bezárva. Ez elsőként nem Zeilingernek, hanem 2001-ben *Wineland* csoportjának sikerült [2]. Náluk a két összefonódott részecske kettő, ugyanabban a vákuumkamrában elektródák között lebegtetett Be-ion volt, amelyek vegyértékelektronjának gerjesztései játszották a „spin” szerepét. Az ionok távolsága a mérés pillanatában nanométerekben és nem méterekben mérhető, így a lokalitáskibúvó bezárása fel sem merült. Viszont az ilyen lebegtetett ionos rendszerek jó kvantumszámítógép-prototípusok, részben emiatt is kaphatta Wineland ezért és kapcsolódó munkájáért 2012-ben a fizikai Nobel-díjat.

Zeilingeré volt az egyik első kísérlet, ami a detektálási és a lokalitáskibúvót egy kísérletben zárta be, 2015-ben [2]. Itt a nagy detektálási hatásfokhoz szupravezető száldetektorokat használtak. Ezekben a szupravezető drót mintegy biztosítékként működik: közel a kritikus állapothoz (hőmérsékletben, mágneses térben), így egy arra haladó foton mágneses tere már épp elég ahhoz, hogy a drótot normál állapotba billentse, lényegesen megnövelve az ellenállását. Hozzá kell tenni, hogy itt Zeilingeréket 2015-ben néhány hónappal megelőzték *Hansonék* Delftben [2], akik egy kísérletben elsőként zárták be ezt a két Bell-kibúvót. Hanson csoportja teljesen más fizikai rendszeren kísérletezett, gyémántbeli NV-centrumokkal, amelyeket az összefonódás kicserélése (entanglement swapping) révén fontak össze.

Az utolsó fejezet a Bell-egyenlőtlenség mérésében viszont újra Zeilingerhez kapcsolódik [2]. A lokalitás-kibúvó teljes bezárásához 1997-től 2016-ig a kísérletek Alíz és Bob mérőállomásainál egymástól függetlenül működő fizikai véletlenszám-generátorokat használtak. Csakhogy honnan tudhatjuk, hogy ezek tényleg egymástól függetlenek? Nem lehet, hogy valamilyen eddig nem ismert fizikai kölcsönhatás összehangolta működésüket úgy, hogy pont olyan ütemben diktálják Alíznak és Bobnak a bázisválasztást, hogy kijöjjön a Bell-egyenlőtlenségek sérülése? Ezt kizárandó, Zeilinger és munkatársai úgynevezett kozmikus Bell-teszteket végeztek, ahol Alíz és Bob bázisát egy-egy távcső segítségével váltogatta. A távcsöveket a 2016-os bécsi kísérletben átellenben lévő távoli csillagokra irányították, Alíz és Bob pedig az onnan beérkező fotonok hullámhossza szerint döntöttek arról, mi legyen a mérésnél használt bázis. 2018-ban a kísérletet megismételték a Kanári-szigeteken is [9], ahol nagy távcsöveket használtak, átellenben lévő távoli kvazárokra irányítva (*5. ábra*). Persze valamilyen kölcsönhatás a kvazárok között így is előre eldönthette, hogy Zeilingerék a Bell-egyenlőtlenségek sérülését mérik majd, de ez az összeesküvés-szerű összehangolás mintegy 8 milliárd évvel ezelőtt kellett, hogy történjen.

Az összefonódás és a kvantumtechnológia

Bár e cikkben a Bell-egyenlőtlenségek sérülésének megmérésére fókuszáltunk, a Nobel-bizottság kiemelte, hogy a kísérletek jelentőségét a kvantuminformatika kísérleti megalapozása is adta. Erről várhatóan a *Fizikai Szemle* valamelyik jövő évi számában hosszabban is be fogunk számolni, de a teljesség kedvéért említsük meg itt Zeilinger néhány munkáját – a kapcsolódó kvantuminformatikai fogalmakat alaposan, de könnyen érthetően tárgyalja a korábban hivatkozott jegyzet [3]. A Bell-egyenlőtlenségeshez hasonló kísérletekkel Zeilinger valósította meg elsőként 1996-ban az úgynevezett sűrű kódolást, illetve 1997-ben a kvantumteleportációt, 1998-ban az összefonódást is használó titkos kulcsszétosztást, és az összefonódás kicserélését is (entanglement swapping). Ráadásul elméleti munkája is olyan jelentős, hogy a többrészű összefonódás egyik típusa is őrzi a nevét: a Greenberger–Horne–Zeilinger-állapot (közkeletűen GHZ – a második név a CHSH-beli második H tulajdonosa).

A 2022-es fizikai Nobel-díjasok munkájára nem túlzás azt mondani, hogy megrengette fizikai világképünket. Megmutatták, hogy a józan észnek (és bizonyos mértékig a speciális relativitáselméletnek) ellentmondva a természetben van egyfajta kísérteties távolhatás, ami a kvantumos összefonódás révén állhat elő. Az általuk kifejlesztett kísérletek segítettek a kvantumos összefonódást elméleti érdekességből valódi technológiai eszközzé fejleszteni, amit ma már a kvantumszámítógépekben, kvantumos titkosításban, vagy az ultrapontos (úgynevezett Heisenberg-határt meghaladó) mérésekben használunk ki.

Irodalom

1. A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen: Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete? *Phys. Rev. 47* (1935) 777.
2. D. I. Kaiser: Tackling Loopholes in Experimental Tests of Bell's Inequality. In: *Oxford Handbook of the History of Quantum Interpretations*. (Olival Freire, Jr. szerk.) Oxford University Press (2022) 331.
3. J. Preskill: *Lecture Notes for Ph219/CS219* (2001), Chapter 4 – online elérhető http://theory.caltech.edu/~preskill/ph229/
4. J. F. Clauser: Early History of Bell's Theorem Theory and Experiment. *Foundations of quantum mechanics* (1992) 168.
5. J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, R. A. Holt: Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett. 23* (1969) 880.
6. Patkós A.: A Lovász-szám kvantumkarrierje. *Fizikai Szemle 67/11* (2017) 367–371.
7. A. Aspect: Bell's Theorem: The Naive View of an Experimentalist. arXiv:quant-ph/0402001 (2004)
8. G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, A. Zeilinger: Violation of Bell's inequality under strict Einstein locality conditions. *Phys. Rev. Lett. 81* (1998) 5039.
9. D. Rauch et al.: Cosmic Bell Test Using Random Measurement Settings from High-Redshift Quasars. *Phys. Rev. Lett. 121* (2018) 080403.

ANTIRÉSZECSKÉK?

Horváth Dezső – Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest
és Babeş-Bolyai Tudományegyetem, Kolozsvár, Románia
Trócsányi Zoltán – Eötvös Loránd Tudományegyetem, ELKH–ELTE Elméleti Fizikai Kutatócsoport, Budapest
és Debreceni Egyetem, Debrecen

A *Fizikai Szemle* több cikkében is foglalkoztunk az antianyag előállításával és vizsgálatával mind kísérleti [1, 2], mind pedig elméleti [3] szempontból. Most az antirészecskék fizikájával kapcsolatos elméleti problémákat kívánjuk feszegetni és feltárni, erre utal a cím kérdőjele. Naivul megkérdezhetnénk, hogy miután *Dirac* matematikailag megjósolta létüket és szinte azonnal meg is figyelték őket, a kísérletek pedig igazolták és azóta is igazolják az elméleti várakozásokat [4]: vajon hol rejtőzhet itt még probléma?

A Dirac-egyenlet

Kételkedhetünk a tetszés tudományos hatékonyságában, de tény, hogy a szimmetriát általában szépnek látjuk, és a szimmetriák alapvető szerepet játszanak nemcsak a művészetben, de a természettudományokban is a biológiától és kémiától indulva, le egészen az elemi részecskék fizikájáig [5]. *Erwin Schrödinger* kvantummechanikai mozgásegyenlete nem tetszett Paul Diracnak, mert az energiát és az időt a lendülettől és helykoordinátáktól elválasztva kezelte, az pedig ellentmond az Einstein-féle speciális relativitáselmélet egységes téridőfogalmának. Dirac először egy négyzetes egyenletet írt fel az elektronra, de azt elvetette (abból lett később újra felfedezve a bozonok Klein–Gordon-egyenlete), és inkább négyzetgyököt vont belőle. Ide kívánkozik *Richard Feynman* sokat idézett mondása: „Fiatal koromban Dirac volt a hősöm. Új fizikai módszert talált ki, valóságos áttörést. Vette a bátorságot, hogy megtippelje egy egyenlet alakját, amelyet most Dirac-egyenletnek hívunk, és csak azután próbálja értelmezni."

Dirac tehát 1928-ban közölt egy lineáris egyenletet, amely számot adott az elektron saját perdületéről, a spinről is. A kétféle spinállapotnak megfelelőkön kívül volt azonban még két, feleslegesnek látszó megoldása is: pozitív töltésű és negatív energiájú, azaz negatív tömegű elektron kétféle spinállapotban. Mivel negatív tömeg nem létezhet, Dirac ezt akkor virtuális elektronhiánynak értelmezte. Nyolc évvel később azonban kozmikus sugarakban *Carl Anderson* megfigyelt egy pozitív töltésű elektront, a pozitront, amely az elektron antirészecskéje kellett, hogy legyen. Fokozatosan kiderült, hogy valamennyi anyagi részecskénknek, az alapvető fermionoknak (*1. táblázat*) és a belőlük képezhető összetett részecskéknek, a hadronoknak létezik antirészecskéje ellentétes elektromos töltéssel, de egyébként azonos tulajdonságokkal. Érdekes volt az ezzel kapcsolatos Nobel-díjak logikája: Schrödinger és Dirac 1933-ban együtt kapták, miután Anderson kimutatta a pozitront, maga Anderson pedig három évvel később.

Töltés

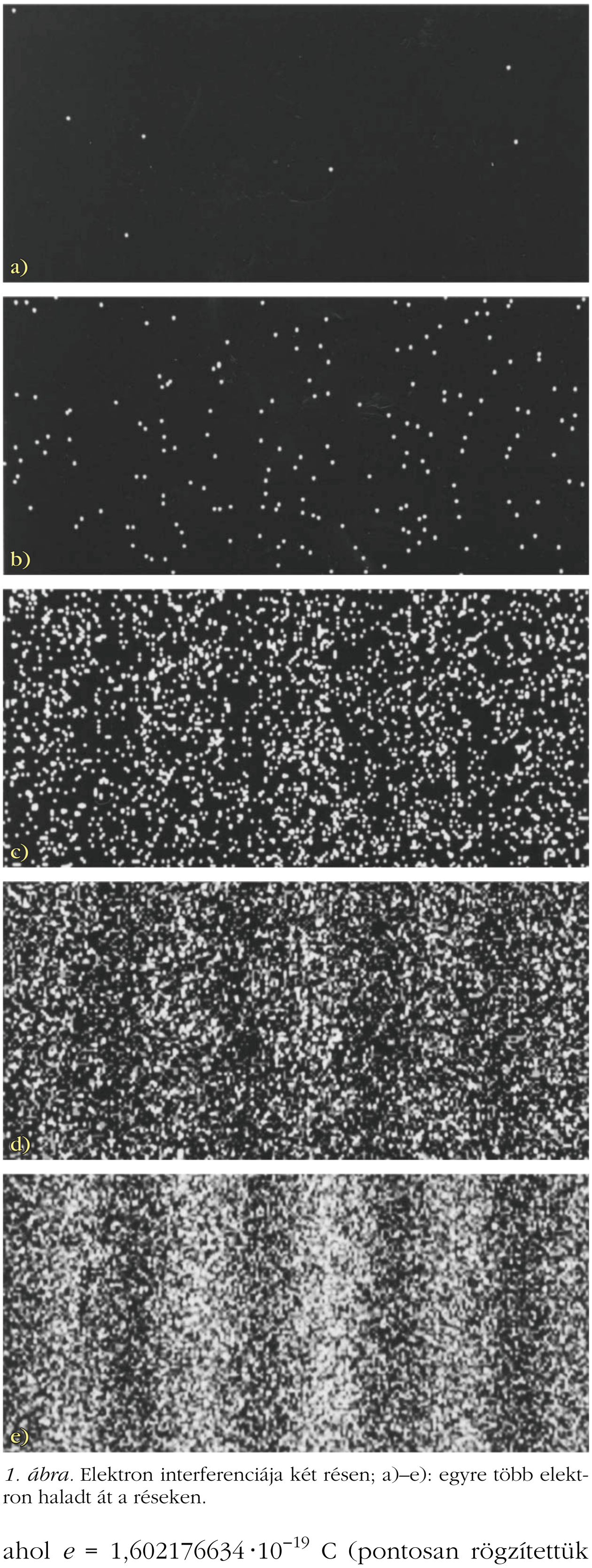
A töltés, amely a részecskéket és antirészecskéiket megkülönbözteti, nemcsak elektromos lehet, hiszen például a kvarkoknak színtöltése is van, amelyet az erős kölcsönhatáshoz kötünk, az antikvarkoknak pedig antiszínük van. Sok más töltésről szoktunk még beszélni, amelyek kevésbé közismertek, mint az elektromos töltés. Minthogy a töltés lényeges része az antirészecske meghatározásának, érdemes egy kicsit jobban körüljárni, mit értünk töltés alatt. Tesszük ezt azért is, mert az atom- és szubatomi fizikában elterjedt részecskefogalom és a klasszikus fizika ponttöltése könnyen a töltés félreértéséhez vezethet.

Közismert kísérlet, hogy elektronokkal egyenként is el lehet végezni a Young-féle kétréses kísérletet [6]. Az egyes elektronok az ernyőn pontszerűen jelennek meg, és jogosnak tűnik a kérdés: melyik résen haladt át az elektron? Azonban, ha sok elektronnal, de még mindig egyesével végezzük a kísérletet, akkor a fényhullámoknál is tapasztalt jellegzetes interferenciakép jelenik meg az ernyőn (*1. ábra*). A jelenség hagyományos értelmezése, hogy az elektronnak kettős, mind részecske-, mind hullámtermészete van. Azt is szoktuk mondani, hogy „az elektron elektromos töltése $-e$,

---

Horváth Dezső Széchenyi-díjas kísérleti részecskefizikus. 1970-ben végzett az ELTE-n, kutatásait Dubnában és Leningrádban kezdte, a kanadai TRIUMF, az amerikai BNL, a svájci Paul-Scherrer Intézet, az olasz INFN, majd a CERN következett. Budapest–Debrecen kutatócsoportokat szervezett CERN-kísérletekre. 2006 óta koordinálja a magyar fizikatanárok részecskefizikai oktatását a CERN-ben. Emeritus professzor, magántanárként részecskefizikát oktat a Debreceni és a kolozsvári Babeş-Bolyai Egyetemen.

Trócsányi Zoltán fizikus, az MTA rendes tagja, az ELTE Elméleti Fizika Tanszék egyetemi tanára, az erős kölcsönhatás elméletének nemzetközileg elismert kutatója. *Demény Andrással* társszerzője a *Fizika I.* egyetemi tankönyv Mechanika részének, *Horváth Dezsővel* pedig a *Bevezetés az elemi részek fizikájába* című, 2019-ben angolul is megjelent tankönyvnek. Emellett ismeretterjesztő előadások és művek rendszeres szerzője. Tudományos közleményeire százezernél több független hivatkozást kapott.



1. ábra. Elektron interferenciája két résen; a)–e): egyre több elektron haladt át a réseken.

ahol e = 1,602176634·10^{-19} C (pontosan rögzítettük ezen az értéken) az oszthatatlan elemi töltés", ami vélhetően az elektron részecsketermészetéhez köthető. Ha ez így van, akkor ismét felmerülhet az eredeti kérdés, kicsit átfogalmazva: melyik résen ment át az elektron töltése?

A paradoxon következetes feloldására a részecskefizika mezőelmélete ad választ, amely szerint az elektronok között ható erőt az elektromágneses mező – vagy általánosan *a fermionok között ható erőt mértékmezők* – közvetíti, és a töltések *csatolások a fermionok részecskeárama és a mértékmező között.* A csatolás erősségét a töltés nagysága (például az elektromágnes erőnél az elektron esetében −1, az u-kvark esetében pedig +2/3) és a csatolási paraméter – például az elektromosságban az e elemi töltés – szorzata adja. A két résen a részecskeáram halad át, nem a töltés.

A kvantumelméletben a jelentéssel bíró számokat kvantumszámoknak hívjuk és operátorok sajátértékeit jelentik, ami igaz az elemi részecskék töltéseinek nagyságát jellemző számokra is. A részecskefizikai standard modell többféle kölcsönhatást ír le, és mindegyikhez különböző töltésoperátorok tartoznak. Az elemi mezők sokféle töltésoperátor sajátállapotai meghatározott sajátértékkel (*1. táblázat*). Az elektronmező például nem nulla sajátértékű sajátállapota az elektromos töltés operátorának (sajátértéke −1), a gyenge izospin harmadik komponense T_3 operátorának (−1/2), a hipertöltés Y operátorának (−1/2), az L leptonszám-operátornak (+1); a zárójelekben mindenhol a sajátértékek szerepelnek. Továbbá triviális (nulla sajátértékű) sajátállapota a színtöltés t operátorának, a barionszám B, az erős izospin harmadik komponense I_3 operátorának és a kvarkíz-operátoroknak. Az antirészecskékre vagy *antimezőkre valamennyi sajátérték ellentétes előjelű*.

A kölcsönhatásokról nem beszélve az antirészecskék pontosan ugyanolyanok, mint a megfelelő részecskék, csupán minden töltésük a részecske töltésének éppen (−1)-szerese. Ebben meg is nyugodhatnánk, ha nem lennének kölcsönhatások. Például a gyenge kölcsönhatás sért bizonyos töltésszimmetriákat. Nyilvánvaló tehát, hogy az antirészecske fogalmát érdemes alaposabban körüljárni.

Megvannak az antirészecskék!

Az antirészecskék a fermionokra vonatkozó Dirac-egyenlet negatív energiájú megoldásai, tehát valamennyi fermionnak – az elemieknek és az összetetteknek egyaránt – létezik antirészecskéje. A bozonokra nem érvényes a Dirac-egyenlet, ezért rájuk elvileg nem is értelmezhető a fogalom. A mezonok ugyan bozonok, de kvarkokból, tehát fermionokból állnak. Ezért ha egy mezonban a kvarkot antikvarkra, az antikvarkot meg kvarkra cseréljük, az eredeti mezon antirészecskéjét kapjuk. Ilyen pár például a negatív és pozitív pion: $\pi^- = [\bar{u}d]$ és $\pi^+ = [u\bar{d}]$, ahol u és d a két legkönnyebb kvark és az antirészecskét felülvonás jelzi. Szokták a gyenge kölcsönhatást közvetítő W^+ és W^- bozont is egymás antirészecskéinek tekinteni, ami a felületes antirészecske-fogalom szerint lehetséges, de *valójában értelmetlen csakúgy, mint az a gyakran olvasható kijelentés, hogy a foton a saját antirészecskéje.*

1. táblázat

Leptonok és kvarkok

	1. család	2. család	3. család	q	T_3	y	B	L
leptonok	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L$	0 -1	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	-1	0	$+1$
kvarkok	$\begin{pmatrix}u\\ d'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c\\ s'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t\\ b'\end{pmatrix}_L$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0

Leptonok és kvarkok, az alapvető fermionok (anyagi részecskék) három családja. q az elektromos töltés sajátértéke, T_3 a gyenge izospin harmadik komponenséé, amely a párok alsó és felső fermionjait azonosító kvantumszám, $y = 2(q - T_3)$ pedig az Y hipertöltés operátorának sajátértéke. B és L a barionokat és leptonokat azonosító kvantumszám: B a kvarkokra harmados, mert három kvark alkot egy bariont, L viszont a leptonokra egész. A fermionokat a gyenge kölcsönhatás balkezes (L, left) párokba rendezi és az erős kölcsönhatástól eltérően azonosítja a részecskék fajtáját, amit a kvarkok megvesszőzése jelöl.

Negatív energia?

Jó, tudjuk, hogy milyenek az antirészecskék, meg is figyeltük azokat, de negatív energiájuk – ami nyugalmi állapotban negatív tömeget feltételez – hogyan értelmezhető? A fizika egyik alaptörvénye a *CPT*-invariancia [1, 5], amely kimondja, hogy három tükrözés egyidejű végrehajtásakor a mikrorészecskék mérhető tulajdonságai nem változnak meg. A három transzformáció a töltésmegfordítás (operátorának jele *C,* mint charge), amely részecskéből antirészecskét készít, a térkoordináták tükrözése (*P* paritás) és az időmegfordítás (*T,* mint time). E tükrözések operátorait a fermionmezőkön értelmezzük jól meghatározott matematikai egyenletekkel. Ebből egyrészt azonnal következik, hogy a töltéseken kívül a részecske és antirészecskéje tulajdonságai azonosak, de az is, hogy kísérleti szempontból egy mozgó antirészecske kezelhető téridőben ellenkező irányban haladó részecskének. Ezt a részecskereakciókat leíró egyenletek, a Feynman-gráfok alaposan ki is használják, és az, hogy az így végzett számítások eredménye a lehető legpontosabban egyezik a mérési adatokkal, a *CPT*-invariancia legsúlyosabb bizonyítéka. Tekintsük példaként az elektron-pozitron szétsugárzást (*2. ábra*) két fotonra: egyszerű tükrözéssel megkapjuk belőle a foton Compton-szóródását elektronon, és ezt az eljárást gyönyörűen igazolják a mérések.

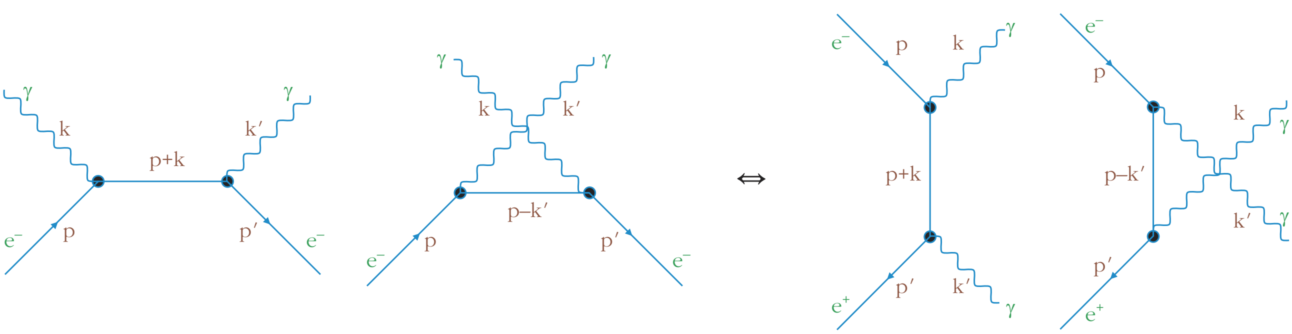
A Dirac-egyenletbeli negatív tömeget a részecskefizika standard modellje egyszerűen kezeli: részecskékkel számol antirészecske helyett és a t idő és az E energia kapcsolatára hagyatkozva az időtükrözést komplex konjugálással kombinálja. Mivel a nyugvó részecske energiája e^{iMt} alakban jelenik meg, az $i \to -i$ konjugálás a $t \to -t$ időtükrözéskor minden más változatlanul hagyása mellett megőrzi az M tömeg előjelét.

Mennyire egyformák?

A standard modell tényleg kimondja részecske és antirészecske egyenértékűségét? Ez elvben következik a *CPT*-invarianciából, de csak szabad részecskére. Mi a helyzet a kölcsönhatásokkal? Részecske és antirészecske tömege azonos, tehát igaz a gravitációra. A szín-szín, szín-antiszín és antiszín-antiszín kölcsönhatás azonos, tehát igaz az erős kölcsönhatásra is. Az elektromágnességnél már van egy kis csavar, ugyanis – a kölcsönhatások között egyedülálló módon – azonos előjelű töltések taszítják egymást, de a kétféle (pozitív, illetve negatív) töltés egyforma erővel, tehát ott is rendben van a dolog.

Mint mindenütt, a gyenge kölcsönhatás itt is beleköp a levesbe. A paritássértés [5, 7] miatt ugyanis a béta-bomlás, mint például a müoné ($\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ és $\mu^- \to e^-\nu_\mu\bar{\nu}_e$) balkezes (azaz általában a mozgásirányukkal ellentétesen, balra polarizált) részecskéket és jobbkezes antirészecskéket *termel,* ami nyilvánvaló különbséget jelent közöttük. Felmerül a kérdés, vajon nem kellene-e az antirészecskét *C* helyett *CP*-transz-

2. ábra. A fotonszóródás elektronon (bal oldalt) és a pozitron-szétsugárzás két fotonra (jobbra) Feynman-gráfja, az idő vízszintesen balról jobbra halad. Elforgatással megkapjuk egyikből a másikat. A fotonok sorrendje felcserélhető, ezért kell két folyamat összege mindkét esetben. Az antirészecskét téridőben ellenkezőleg mozgó részecskeként kezeljük, nyila ezért mutat ellenkező irányba.



formációval definiálnunk? Az békén hagyná a többi kölcsönhatást, hiszen azokat nem érinti a paritás változása. Sajnos azonban az sem működik, mert a gyenge kölcsönhatás még a *CP*-invarianciát is sérti [1, 7, 8], és a *CPT*-invariancia teljesülése miatt sérti az időtükrözésit is.

Steril neutrínók?

A neutrínók mindenfelé kivételek, és természetesen a gyenge erő kiralitása (bal- és jobbkezes állapotok megkülönböztetése) [7] miatt. A standard modell ezt egyszerűen lekezeli: feltételezi, hogy neutrínók tömege nulla, és azzal az egész problémakört a szőnyeg alá söpri. Azonban ez látszólag tönkre is teszi a modellt, hiszen a neutrínók ízrezgésének felfedezése megmutatta, hogy nekik is van tömegük. A neutrínószektoron kívül azonban ez általában nem rontja el a számításokat, mert a neutrínó tömege az észlelhetőség határán van, közvetlenül nem is sikerült megmérni, csak az interferenciában és azon keresztül az ízrezgésükben megjelenő, nagyon kicsi tömegkülönbségüket [9]. Ráadásul a neutrínókra a standard modellben csak egyféle erő hat, a gyenge. Az ízrezgéseket viszont általában annak tulajdonítjuk, hogy az adott részecskére kétféle erő hat, és azokhoz különböző sajátállapotok tartoznak, emiatt a neutrínónak nem is lenne szabad ízváltozást mutatniuk.

Belenyugodhatunk-e, hogy tömeges a neutrínó? Nincs más lehetőségünk, de ez azonnal kinyit egy Pandora-szelencét. A *tömeges neutrínónak* – ellentmondásban a standard modellel – *kell lennie jobbkezes, az antineutrínójának pedig balkezes változata,* a gyenge erő viszont csak az egyikre hat. *A gyenge erő dublettjében csak balkezes részecske és jobbkezes antirészecske szerepelhet,* ezért a standard modell állatseregletéhez hozzá kell adnunk szinglett állapotokként a jobbkezes fermionokat és a balkezes antifermionokat, amelyek a standard modellben a neutrínók kivételével valóban léteznek. A kvarkok esetében ezeknek csak erős és elektromágneses, az elektromosan töltött leptonokéban pedig csak elektromágneses kölcsönhatásuk van. A standard modell szerint viszont a jobbkezes neutrínónak és a balkezes antineutrínónak nincs töltött leptonpárja, és semmiféle kölcsönhatásban nem vehet részt, steril neutrínónak hívjuk. Ezt az elképesztő problémát a legegyszerűbben úgy lehet megoldani, ha a standard modellhez újabb, nagyon gyenge kölcsönhatást adunk. Többek között ezen dolgozik cikkünk egyik szerzője is [10].

Látjuk tehát, hogy neutrínó és antineutrínó a töltésmegfordításon túl is különbözhet egymástól. Ezt a problémát megoldaná, ha a neutrínó a saját töltéskonjugáltja, azaz antirészecskéje (*Ettore Majorana* után Majorana-részecske) volna. Ezt semmi nem tiltja a standard modellben, és egy érdekes jelenséghez vezetne, a neutrínómentes kettős béta-bomláshoz, amikor az egyik bomlás neutrínót, a másik antinetrínót bocsátana ki, de a két folyamat kompenzálja egymást. Több ilyen reakció is lehetséges, és jó néhány kísérlet keresi, mindeddig sikertelenül.

Sötét anyag?

Tudvalevő, hogy a Világegyetem gravitáló energiájának mintegy negyed része a galaxisok körül gomolygó, elektromágneses és erős erővel szemben közömbös sötét anyag, amelynek mennyisége a csillagokban és kozmikus porban, gázban tartózkodó anyag sokszorosa. A standard modellben ilyen részecske nem létezik. Az ismert neutrínók nem lehetnek, mert bár trilliónyi van belőlük, és a számuk a csillagok aktivitásával állandóan növekszik, a tömegük és ezzel hozzájárulásuk az Univerzum tömegéhez elhanyagolható. Ráadásul gyakorlatilag fénysebességgel röpködnek, tehát nem alkothatnak lassan mozgó felhőt a galaxisok körül.

A részecskefizikusok egyik kedvenc elmélete a standard modell kiterjesztésére a szuperszimmetria, amely feltételezi, hogy az alapvető fermionok és bozonok párban léteznek, azonos tulajdonságokkal, csak a spinjük különböző. A legkönnyebb ilyen semleges fermion, lehet például a foton vagy a Z-bozon szuperszimmetrikus partnere, nem tud hova lebomlani, de a szuperszimmetria sérülése miatt elegendően nagy lehet a tömege, hogy a sötét anyag alkatrésze lehessen. Jogos azonban a kérdés, hogy egy fermionnak kell legyen antirészecskéje, amíg a bozonoknak nincs. Hogy megőrizzük a számszerű megfeleltetést, fel kell téteteleznünk, hogy a sötét anyagot Majorana-részecske alkotja, tehát a saját antirészecskéje. Ez persze azt is jelenti, hogy ütközéskor szétsugározással megsemmisülnek, ami megmagyarázza, miért nem sűrűsödnek a galaxisok magjában.

Van azonban másik jelölt is a sötét anyag részecskéjére: a steril neutrínó, ha elegendően nagy a tömege. Ez is a standard modell egyik kiterjesztése: olyan mechanizmust feltételez, amelyben a szokásos neutrínóknak sokkal nagyobb tömegű steril párja van, és az alkothatja a sötét anyagot.

Összegzés

A standard modell, a részecskefizika rendkívül sikeres elmélete kicsit csuklik, amikor az antirészecskékről van szó. A probléma forrása az, hogy a standard modellben csak balkezes neutrínók és jobbkezes antineutrínók szerepelnek az elemi részecskék között, tehát a neutrínó és az antineutrínó a töltésmegfordításon túl is különbözik. Ezt a problémát a standard modell nem oldja meg. Mondhatjuk azt is, hogy az antineutrínót a többi részecskéhez hasonlóan a jól definiált töltéskonjugáltként értelmezzük, és feltételezzük, hogy a valóságban létezik balkezes antineutrínó is, de nem látjuk, mert arra a mikroszkopikus skálán elhanyagolható gravitáció kivételével nem hatnak az ismert erők (steril). Ezen kívül a standard modell nem tud számot adni a neutrínók tömegéről és a Világegyetem sötét anyagáról, de valamennyi problémája megoldható, és nyilván meg is oldjuk majd, új kölcsönhatás vagy szimmetria bevezetésével.

Irodalom

Valamennyi idézett cikk – az [5] tankönyv kivételével – teljes egészében megtalálható a világhálón.

1. Horváth Dezső: Szimmetriák és sértésük a részecskék világában – a paritássértés 50 éve. *Fizikai Szemle 57/2* (2007) 47.
2. Horváth Dezső: Antianyag-vizsgálatok a CERN-ben. *Fizikai Szemle 54/3* (2004) 90.
3. Trócsányi Zoltán: Az eltűnt szimmetria nyomában – a 2008. évi fizikai Nobel-díj. *Fizikai Szemle 58/2* (2008) 417.
4. P. A. Zyla et al. [Particle Data Group]: Particle physics review. *Prog. Theor. Exp. Phys. 2020* (2020) 083C01; http://pdg.web.cern.ch/pdg
5. Horváth Dezső, Trócsányi Zoltán: *Bevezetés az elemi részek fizikájába*. Második, javított és bővített kiadás. TypoTex, Budapest, 2021.
6. O. Donati, G. P. Missiroli, G. Pozzi, An experiment on electron interference. *American Journal of Physics* 41 (1973) 639; https://doi.org/10.1119/1.1987321.
7. Horváth Dezső: Az elképesztő gyenge erő (kölcsönhatási furcsaságok). *Fizikai Szemle 71/9* (2021) 294.
8. Radics Bálint, Trócsányi Zoltán: A CP-sértés nagysága a leptonszektorban. *Fizikai Szemle 71/3* (2021) 81.
9. Trócsányi Zoltán: Neutrínók interferenciája. *Fizikai Szemle 66/6* (2016) 182.
10. T. J. Kärkkäinen, Z. Trócsányi: Nonstandard interactions and sterile neutrinos in super-weak U(1) extension of the standard model. *J. Phys. G 49* (2022) 045004.

KVANTÁLÁSI JELENSÉGEK TERMIKUS VEZETÉSBEN

Márkus Ferenc
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem,
Fizika Tanszék

A *Planck* [1] által felvetett kvantumhipotézis az atomi és molekuláris világ leírását új megközelítésbe helyezte. E diadalút után talán elsőre fel sem tűnik a *Landauer* [2–4] által felvetett ötlet jelentősége, azaz hogy az elektromos vezetőképesség – amely makroszkopikusan jól értelmezett és relatíve könnyen mérhető mennyiség – megfelelő körülmények között szintén mutathat kvantumos viselkedést. A kvantált vezetési mechanizmus több transzportjelenség esetén került igazolásra. A részletes tárgyalást az elektromos [5] és a termikus vezetés példáján [6–8] mutatom be, és célként ez utóbbihoz fűzök további gondolatokat. De létezik más kölcsönhatásokban is, mint az egész [9], illetve a tört számú [10, 11] kvantum-Hall-effektus. Ez utóbbi közül különösen érdekes a topologikus szigetelőkre érvényes feles kvantum-Hall-effektus [12]. Ide sorolható ugyancsak a kvantum spin-Hall-szigetelők élállapotán megvalósuló kvantált fény-anyag kölcsönhatás [13]. Továbbá a jövőben nagy reményekkel tekintett, az egyedi molekulákon keresztül létrejövő elektrontranszport, amely jelenség alkalmas lehet a nanoáramkörök működésében [14–16].

Az elektromos vezetőképesség kvantáltsága

Landauer [2–4] elméleti jóslatot tett a kvantált elektromos vezetőképesség létezésére és nagyságára, amely

$$G = \frac{2\,e^2}{h} = 7{,}75 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{S}, \qquad (1)$$

ahol e az elektromos töltés. (Általában a

$$G = R^{-1} = \sigma \frac{A}{L},$$

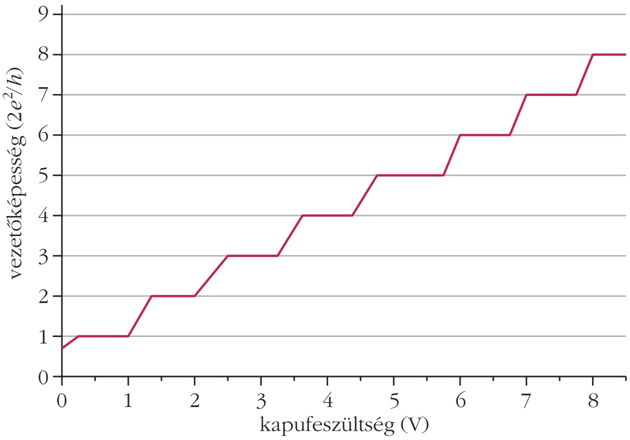
ahol R az ohmikus ellenállás, σ a fajlagos elektromos vezetőképesség, A a vezető keresztmetszete és L a hossza. R = 12 900 Ω.) A jóslat kísérleti igazolása AlGaAs–GaAs határrétegben kialakuló kétdimenziós elektrongázban létrejövő vezetés vizsgálatával történt, amely *van Wees* és munkatársai nevéhez fűződik [5]. Az elektromos vezetőképesség kapufeszültségtől való függését az *1. ábra* mutatja. A jelenség kialakulásának megértésében használjuk ki, hogy a hosszú egyenes 2D kvantumvezetékben az elektronok hullámfüggvénye az „áthatolhatatlan fal” határfeltétellel a

$$\Psi_{k,j}(x, y) \sim \exp(\mathrm{i}\,k\,x)\,\sin\!\left(\frac{j\pi}{w}\,y\right), \qquad (2)$$

formában adható meg, ahol k az x irányú terjedés hullámszáma, a j egész számokat jelöl, w a csatorna széles-

A cikk elkészültét a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alap (NKFIH) támogatta a Nemzeti Kiválósági Program keretében, a Kvantumbitek előállítása, megosztása és kvantuminformációs hálózatok fejlesztése című, 2017-1.2.1-NKP-2017-00001. számú projekt részeként, az NKFIH K137852 pályázat témájaként, valamint az Innovációs és Technológiai Minisztérium a Kvantuminformatikai Nemzeti Laboratórium projekt keretében.

Márkus Ferenc, PhD fizikus, a BME TTK Fizikai Intézet, Fizika Tanszék docense. Fő kutatási témája az irreverzibilis folyamatok leírásának lagrange-i kiterjesztése, transzportok vizsgálata alacsony dimenziós rendszerekben, komplex potenciálok szerepének tanulmányozása kvantumos folyamatokban, kanonikus kvantálás lehetőségeinek feltárása és következményeinek elemzése disszipatív rendszerekben.



1. ábra. Az elektromos vezetőképesség a kapufeszültség függvényében. A kapufeszültséggel a w csatornaszélesség változtatható. A kvantált viselkedés az ábráról közvetlenül leolvasható. Az elektromos vezetőképesség kvantuma elméleti meggondolások alapján $2e^2/h$.

sége, ahogy ezt a *2. ábra* mutatja. Az első tényező az x irányú síkhullám, míg a második tényező az y irányú kvantált keresztmódus. Ez a módus szabályozható az *1. ábra* vízszintes tengelyén látható kapufeszültséggel. Az x irányú terjedés energiajáruléka *à la de Broglie:*

$$p_x = \frac{h}{\lambda_x} = \hbar k,$$

ahol

$$\lambda_x = \frac{2\pi}{k},$$

amivel

$$\varepsilon(k) = \frac{p_x^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}.$$

Az y irányú keresztmódusok esetén az állóhullámok a félhullámhosszak j egész számú többszörösei, így a kialakuló k_y hullámszám és az energiajáruléka

$$\frac{\lambda_y}{2} j = w,$$

amiből

$$k_y = \frac{\pi}{w} j \quad \text{és} \quad p_y = \hbar k_y,$$

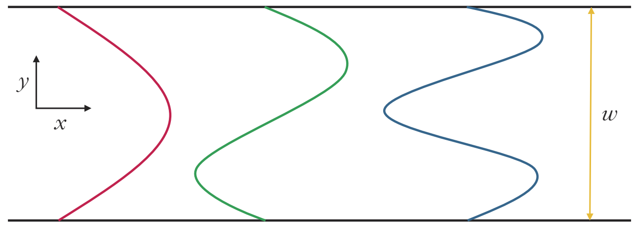
amivel

$$\varepsilon(j) = \frac{p_y^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m w^2} j^2.$$

Így a $\Psi_{k,j}(x,y)$ hullámfüggvényhez tartozó energia

$$\varepsilon(k,j) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m w^2} j^2. \tag{3}$$

A kvantált $\varepsilon(k,j)$ energiaállapotok száma a Fermi-felület alatt



2. ábra. A 2D hullámvezetőben az x irányban terjedő síkhullám és az y irányú keresztmódusok.

$$N \sim \frac{2w}{\lambda_F}, \quad \text{ahol} \quad \lambda_F = \frac{2\pi}{k_F}$$

a Fermi-hullámhossz, k_F a Fermi-hullámszám, továbbá

$$k_F \sim k_j = \frac{j\pi}{w}.$$

Továbbá, ha termikus energia sokkal kisebb, mint az energiaszintek közötti különbség, így az elektromos kontaktusok $\Delta\mu$ kémiai potenciálkülönbséghez képest is, akkor a j-edik elektromosáram-komponens

$$I_j = e\, v_j \left(\frac{dn}{dE}\right)_j \Delta\mu = e^2 v_j \left(\frac{dn}{dE}\right)_j V, \tag{4}$$

ahol v_j az y irányú töltéshordozó sebesség, a dn/dE_j a j-edik állapot állapotsűrűsége Fermi-szinten, valamint V a feszültség:

$$V = \frac{\Delta\mu}{e}.$$

A hosszegységenkénti állapotok száma a k és $k+dk$ hullámszámok között egy dimenzióban

$$\frac{dn}{dk} = \frac{1}{2\pi}, \tag{5}$$

amellyel az állapotsűrűség kifejezhető mint

$$\left(\frac{dn}{dE}\right)_j = \left(\frac{dn}{dk}\frac{dk}{dE}\right)_j = \frac{2}{h v_j}, \tag{6}$$

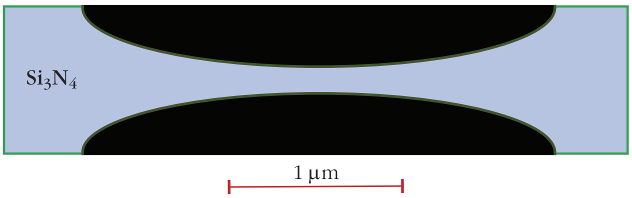
a kettes szorzóval figyelembe véve a spin degenerációt. Így a teljes áram kifejezése

$$I = \sum_{j=1}^{N} I_j = \frac{2e^2}{h} N V, \tag{7}$$

ahol N a csatornák száma. A $2e^2/h$ kvantált elektromos vezetés az egyenlet jobb oldalából egyszerűen leolvasható [17].

A kvantumos termikus vezetőképesség analógiája

Pendry termodinamikai és információelméleti megfontolásokon alapuló jóslata [18] szerint az egy csatornán áthaladó entrópiaáram maximuma, valójában az entrópiaáram kvantuma:



3. ábra. A Si_3N_4 hullámvezető kialakítása [6]. A hullámvezető hossza: L = 1 µm; szélessége: w = 200 nm; a réteg vastagsága: d = 60 nm.

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} \le \frac{\pi\, k_B^2\, T^2}{3\,\hbar}. \tag{8}$$

Ezt osztva T-vel, a csatornánkénti $\mathrm{d}S/\mathrm{d}t$ maximális entrópiaáram megadható:

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} \le \frac{\pi\, k_B^2\, T}{3\,\hbar}. \tag{9}$$

Később *Rego* és *Kirczenow* [19, 20] a kvantumvezetők kvantált termikus vezetésének egy finomított levezetését végezték el, amellyel

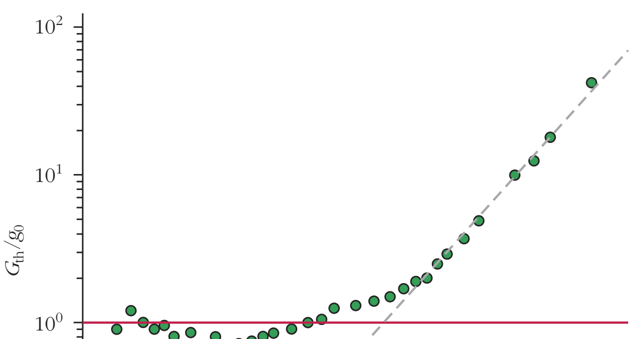
$$\Lambda = \frac{\pi^2\, k_B^2\, T}{3\,h}. \tag{10}$$

Itt a Λ jelöli a kvantált termikus vezetést. Összehasonlítva a (9) és (10) egyenleteket egy kettes szorzó különbség mutatkozik. Másrészt látható, hogy a maximális entrópiaváltozásnak és a kvantált termikus vezetésnek szoros kapcsolata van egymással. A kvantált termikus vezetőképesség eredetét – más nézőpontokat előtérbe helyezve – sok elméleti csoport próbálta feltárni [21–25].

A Drude–Lorentz-modell szerint a fémek λ termikus és σ fajlagos elektromos vezetőképessége között a

$$\lambda = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k_B}{e}\right)^2 T\sigma \tag{11}$$

4. ábra. A hővezető-képesség kvantált viselkedése [6–8]. Jól érzékelhető a 0,06–0,7 K tartományon megjelenő plató.



kapcsolat áll fenn, ahol σ az elektromos vezetőképesség. Ha behelyettesítjük az (1) egyenletbeli vezetőképesség kvantumának felét, akkor a termikus vezetőképességre a

$$\lambda = \frac{\pi^2\, k_B^2\, T}{3\,h}\,\frac{L}{A} \tag{12}$$

értéket kapjuk. (Úgy tűnhet, hogy ez a kettővel osztás formális analógia, de mégsem véletlen. Azt lehet gondolni, hogy az elektromos vezetésben az elektron kétféle spinállása miatt $2\,e^2/h$, viszont a félvezetőkbeli fononok által közvetített hővezetés esetén $G = e^2/h$.) Az elektromos vezetőképesség analógiáját felhasználva a kvantált termikus vezetőképességre a

$$\Lambda = \lambda\,\frac{A}{L} = \frac{\pi^2\, k_B^2\, T}{3\,h} = 9{,}46\cdot 10^{-13}\; T \left(\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{K}}\right) \tag{13}$$

kifejezés adódik. (Figyelemre méltó és egyben rendkívül zavaró, hogy mind a (8), mind a (13) kifejezésben explicit módon szerepel a hőmérséklet. Ennek feloldására egyelőre nincs magyarázat. Hacsak az nem, hogy nem az így meghatározott kvantált termikus vezetőképesség az alapvető mennyiség.) Összehasonlítva a (8) egyenlettel látható, hogy az eltérés egy 2π szorzótényezőnyi. (A $\hbar$ helyett az utóbbiban csak h van.) Ez azt jelenti, hogy a termikus vezetőképesség kvantáltságának szoros kapcsolata van az entrópiaáram kvantumával. A kvantált termikus vezetőképesség méréshez elkészített Si_3N_4 hullámvezető *3. ábrán* látható. A termikus vezetőképesség meghatározására vonatkozó mérési eredmény a 0,06–6 K hőmérséklet-tartományban a *4. ábrán* látható. A termikus vezetőképesség kvantuma elméleti meggondolások alapján

$$g_0 = \frac{\pi^2\, k_B^2\, T}{3\,h}. \tag{14}$$

A lehetséges termikus vezetőképesség maximuma $16\,g_0$ a

$$T < T_{co} = \frac{\pi\,\hbar\,v}{k_B\,w} = 0{,}7\ \mathrm{K} \tag{15}$$

hőmérséklet alatt. (Ez az érték ábráról is jól leolvasható.) A mérési elrendezésben w = 200 nm a csatorna szélessége, míg v = 6000 m/s a hang terjedési sebességét jelöli. Így a mért G_{th} termikus vezetőképesség-értékeket $16\,g_0$-val vissza kell normálni [6–8]. Más elgondolások alapján végzett számolásokkal egy hozzávetőlegesen 100 nm vastagságú, 10^{-6} m^2 keresztmetszetű (a térfogat ~10^{-13} m^3) szilíciumfilm T = 0,08 K hőmérséklet esetére kiszámolt első ε_1 = $7{,}0\cdot 10^{-14}$ J energiaszint értéke [26, 27] kiválóan egybeesik a kvantált termikus vezetőképesség-kísérletekben [6–8, 19–22] az egységnyi idő alatt egységnyi hőmérséklet-különbség mellett átadott energiára kapott $\varepsilon = 7{,}6\cdot 10^{-14}$ J eredményével.

Az entrópiaáram-vezetés és az entrópiaprodukció kvantáltsága

Egy adott térfogatbeli extenzív fizikai mennyiség változása a felületen történő be- és kiáramlástól, illetve a térfogaton belüli keletkezéstől vagy eltűnéstől függ. Amennyiben a vizsgált extenzív mennyiség az S entrópia, úgy a felírható mérlegegyenlet

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = -I_\mathrm{S} + \boldsymbol{\Sigma}, \tag{16}$$

ahol I_S az entrópiaáram, $\boldsymbol{\Sigma}$ az entrópiaprodukció.

A klasszikus termodinamika [30] eredményeiből tudható, hogy a $\boldsymbol{J}_\mathrm{S}$ entrópiaáram-sűrűség ($I_\mathrm{S} = \boldsymbol{J}_\mathrm{S}\boldsymbol{A}$) és a hőáramsűrűség ($\boldsymbol{J}_\mathrm{q} = -\lambda\nabla T$) között fennáll a

$$\underbrace{\boldsymbol{J}_\mathrm{S} = \frac{\boldsymbol{J}_\mathrm{q}}{T}} = -\frac{\lambda}{T}\nabla T \tag{17}$$

összefüggés. Felmerülhet a kérdés, hogy a diffúz folyamat eredménye egyszerűen átvihető-e a ballisztikus transzportra? A válasz: nem, mert a diffúz folyamatok az intenzív mennyiség gradiensétől függnek, a ballisztikusak pedig a különbségtől. De a kapcsozott összefüggés az áramok között mindig fennáll. Ezt figyelembe véve, valamint a kvantált termikus vezetőképesség (13) egyenletbeli alakját felhasználva analógiában értelmezhetjük a

$$\Lambda_\mathrm{S} = \frac{\Lambda}{T} = \frac{\pi^2 k_\mathrm{B}^2}{3\,h} = 9{,}46\cdot 10^{-13}\ \frac{\mathrm{J/K}}{\mathrm{K\,s}} \tag{18}$$

entrópiaáram-vezetés kvantumát. Ez az időegység alatt hőmérsékletegységenként átáramló entrópiát jelenti, azaz egy adott ΔT hőmérséklet-különbség esetén

$$I_\mathrm{S} = -\Lambda_\mathrm{S}\,\Delta T. \tag{19}$$

Ez az eredmény további értelmet nyerhet, ha az összefüggést a hőmérséklet-különbség helyett más fizikai mennyiséggel felírva tekintjük. Ehhez írjuk fel a Fourier-féle hővezetési egyenletet

$$\frac{\partial T}{\partial t} - D\nabla^2 T = 0, \tag{20}$$

ahol D a hődiffúzió együtthatója. Tételezzük fel, hogy létezik egy φ potenciáltér, amely az alábbi összefüggéssel állítja elő a mérhető lokális egyensúlyi (klasszikus) hőmérsékleti teret

$$T(x,y,z,t) - T_0(x,y,z) = -\frac{\partial\varphi}{\partial t} - D\nabla^2\varphi, \tag{21}$$

ahol a $T_0(x,y,z)$ egy referencia hőmérsékleti tér. Ez a referencia-hőmérséklet azért fontos, mert az egyensúly beálltával a φ potenciálfüggvény korlátos kell legyen, sőt akár zérus értéket vehet fel. A (21) kifejezést a hővezetés (20) egyenletébe helyettesítve a probléma mozgásegyenletét kapjuk a φ potenciálfüggvénnyel kifejezve

$$0 = -\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + D^2\nabla^2\nabla^2\varphi. \tag{22}$$

Elfogadva, hogy megvalósuló fizikai folyamat előáll egy függvény adott időintervallumra vett integráljának minimumaként, úgy ez az egyenlet az

$$L = \frac{1}{2}\left(T - T_0\right)^2 \sim \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2 + \frac{1}{2}D^2\left(\nabla^2\varphi\right)^2 \tag{23}$$

Lagrange-függvényből származtatható le. (A négyzetre emeléskor előálló

$$D\frac{\partial\varphi}{\partial t}\nabla^2\varphi$$

tag elhagyható, mert általában is igaz, hogy a mozgásegyenlet leszármaztatásakor az első derivált-második derivált tényezők szorzataiból eredő tagok összege zérust ad.) Mondhatjuk tehát, hogy a (22) mozgásegyenlet (téregyenlet) a hővezetési probléma Euler–Lagrange-egyenlete. Amennyiben a hely szerinti változás elhanyagolható, azaz ahogy az a ballisztikus esetben történik, csak a különbség számít, úgy a (21) egyenletben a $D\nabla^2\varphi$-t tartalmazó tag elhagyásával egy olyan

$$\Delta T = T - T_0 \sim -\frac{\partial\varphi}{\partial t} \tag{24}$$

összefüggés írható fel, amely kifejezés idő szerint integrálható. Így az S_tr átszállított entrópia

$$S_\mathrm{tr} = \Lambda_\mathrm{S}\left(\varphi - \varphi_0\right) = \frac{\pi^2 k_\mathrm{B}^2}{3\,h}\left(\varphi - \varphi_0\right). \tag{25}$$

Látható, hogy a kiegyenlítődési folyamatot a potenciálkülönbség hajtja és entrópiaváltozáshoz vezet. Ezáltal kap mélyebb értelmet az, hogy a Λ_S együttható az entrópiaáram-vezetés kvantuma. Remélhető, hogy ezen elgondolások mentén az entrópia, entrópiaprodukció, a disszipáció és irreverzibilitás fogalma a térelméletekbe átültethető.

Másrészt, ha a ΔT egy ε energiacsomag átvitelével kapcsolatos, akkor az $\varepsilon = k_\mathrm{B}\Delta T$ összefüggéssel az entrópiaáram

$$I_\mathrm{S} = \frac{\Lambda_\mathrm{S}}{k_\mathrm{B}}\varepsilon = \frac{\pi^2 k_\mathrm{B}}{3\,h}\varepsilon \tag{26}$$

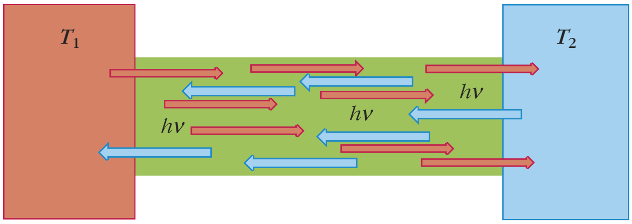
alakra írható. Amennyiben az energiacsomag egyetlen $\varepsilon = h\nu$ kvantum, úgy

$$I_\mathrm{S} = \frac{\pi^2 k_\mathrm{B}}{3}\nu \tag{27}$$

a frekvenciával kifejezve.

A hővezetés folyamatában az entrópiaprodukció-sűrűség [30]:

$$\sigma = \boldsymbol{J}_\mathrm{q}\nabla\frac{1}{T} = \lambda\left(\frac{\nabla T}{T}\right)^2. \tag{28}$$



5. ábra. Ugyanolyan energiájú fononok haladnak mindkét irányba, de a $h\nu$ kvantumok nagyobb populációja miatt a magasabb T_1 hőmérsékletű 1) doménből az emisszió nagyobb valószínűségű a hidegebb T_2 hőmérsékletű 2) felé, mint fordítva.

Ez a (17), valamint a (12) egyenlettel az entrópiaprodukció-sűrűség, a korábbi ballisztikus gondolatmenetre vonatkozó érvelést itt is alkalmazva:

$$\sigma = \frac{J_S^2}{\lambda} = \frac{1}{T}\frac{\pi^2 \varepsilon^2}{3h}\frac{1}{AL}. \tag{29}$$

Itt a $V = AL$ térfogatot használva, majd a Σ entrópiaprodukciót bevezetve

$$\Sigma = \frac{1}{T}\frac{\pi^2 \varepsilon^2}{3h} \tag{30}$$

írható. Ha az energiatranszfer egy ν frekvenciájú energiacsomaggal kifejezhető, akkor az entrópiaprodukció a

$$\Sigma = \frac{1}{T}\frac{\pi^2}{3} h\nu^2 \tag{31}$$

kifejezéssel adható meg. Figyelemre méltó, hogy az entrópiaprodukció kvantumos jellege megadható, és a frekvencia négyzetével van kapcsolatban.

Példák

Egy kvantum átadása során keletkező entrópia

Ez és a második példa is a kvantált termodinamikai vezetés keretein belül kerül kidolgozásra.

Tekintsük egy rendszeren belüli két egymással érintkező különböző $T_1 > T_2$ hőmérsékletű 1) és 2) tartományt, amely tartományok között $h\nu$ energiacsomagok transzfere van, ahogy ez az *5. ábrán* látható. Az 1) tartományban

$$\Sigma_1 = -\frac{1}{T_1}\frac{\pi^2}{3} h\nu^2 \tag{32}$$

entrópiaprodukció van, amely $h\nu$ rendezett energiacsomag keltése miatt negatív előjelű. A keletkezett energiacsomag elhagyja az 1) tartományt, amely

$$I_S = -\frac{\pi^2 k_B}{3}\nu \tag{33}$$

entrópiaáramot jelent az 1) tartományból. Így az 1) tartomány teljes entrópiaváltozása

$$\frac{dS_1}{dt} = -\frac{\pi^2 k_B}{3}\nu - \frac{1}{T_1}\frac{\pi^2}{3} h\nu^2. \tag{34}$$

Az energiacsomag megérkezik a 2) tartományba, amely

$$I_S = \frac{\pi^2 k_B}{3}\nu \tag{35}$$

entrópia bevitelét jelenti. Másfelől az energiacsomag disszipálódik, amely során

$$\Sigma_2 = -\frac{1}{T_2}\frac{\pi^2}{3} h\nu^2 \tag{36}$$

entrópiatermelés lesz. Így összességében

$$\frac{dS_2}{dt} = \frac{\pi^2 k_B}{3}\nu + \frac{1}{T_2}\frac{\pi^2}{3} h\nu^2 \tag{37}$$

entrópiaváltozás lesz a 2) tartományban. A teljes térfogatban történő entrópiaváltozás

$$\frac{dS}{dt} = \frac{dS_1}{dt} + \frac{dS_2}{dt} = \left(-\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2}\right)\frac{\pi^2}{3} h\nu^2 > 0. \tag{38}$$

Ahogy az elvárható, a termodinamika második főtétele teljesül, ha például a $T_2 < T_1$ feltételezés mellett a melegebb alrendszerből történik a kvantum emissziója. Az emittálódó kvantum kialakulása és kibocsátása során a T_1 hőmérsékletű 1) alrendszer entrópiája csökken, míg a T_2 hőmérsékletű 2) alrendszer entrópiája nő a kvantum abszorbeálása közben. Mivel $T_1 > T_2$, a teljes entrópiaváltozás pozitív. Ha $T_1 = T_2$, azaz termikus egyensúly van, akkor nincs további entrópiatermelés. Az entrópiaáram független a hőmérséklettől, így magának a transzferfolyamatnak nincs hozzájárulása az entrópianövekedéshez. A fordított folyamat, azaz, amikor a hidegebb alrendszerből történik meg a kvantum emissziója és a melegebb alrendszer abszorbeálja azt, statisztikailag ugyancsak lehetséges és meg is valósul. Ez az egyes kvantum vonatkozásában negatív entrópiaprodukciót jelent. Azonban, hosszú idő átlagában az entrópiaváltozás pozitív lesz, ahogy a magasabb hőmérsékletű alrendszerből nagyobb valószínűséggel több és nagyobb energiájú (nagyobb frekvenciájú) csomag indul el a hidegebb alrendszer felé, mint fordítva. Ez hasonlatos a termodinamikai limithez.

Spin-rács relaxáció magmágneses-rezonanciában

A spin-rács relaxáció egy olyan folyamat, amelyben a magmágneses momentum relaxál a magasabb energiájú instabil állapotból a termodinamikai egyensúly felé. A kezdeti feltételben a mágneses momentum antiparallel a konstans mágneses térrel, a hőmérséklet egyenlő a környezet hőmérsékletével, azaz a rácséval. Ha a spinrelaxáció a ΔE energiakülönbségű állapotok között valósul meg, akkor

$$\Delta E = \varepsilon = \gamma \hbar B_0, \tag{39}$$

ahol γ a giromágneses faktor, B_0 az alkalmazott mágneses tér. A fenti eredmények alkalmazásához szükséges a megfelelő frekvenciakifejezést megadni, mint jelen esetben a Larmor-frekvenciát, amely

$$\omega = \gamma B_0 \quad \text{vagy} \quad \nu = \frac{1}{2\pi} \gamma B_0. \tag{40}$$

Az egyetlen spin relaxációjához tartozó entrópiaáramot – használva a (27) összefüggést – a következő módon adhatjuk meg

$$I_\mathrm{S} = \frac{\pi^2 k_\mathrm{B}}{3} \nu = \frac{\pi\, k_\mathrm{B} \gamma B_0}{6}. \tag{41}$$

A relaxációs folyamat entrópiaprodukciója a (31) egyenlet alkalmazásával a

$$\Sigma = \frac{1}{T} \frac{\pi^2}{3} h \nu^2 = \frac{1}{T} \frac{1}{12} h \gamma^2 B_0^2 \tag{42}$$

formában fejezhető ki. Érdemes megjegyezni, hogy a kapott mennyiség kvadratikus mind a giromágneses tényezőben, mind a külső mágneses tér értékében. Ezt azt jelenti, hogy a nagy g-jű (a γ-nak megfelelő giromágneses tényezőjű) atommagok esetén végbemenő folyamatok nagyobb entrópiaprodukciót eredményeznek. Az $1/T$ hőmérsékletfüggés az elvártnak megfelelő.

A fenti kvantumos entrópiatranszport-elgondolások általában véve is hasznosak lehetnek a spinrelaxáció, a spintronikai vonatkozású alapvető termodinamikai összefüggések megértésében, hogy érthetővé és elérhetővé váljon a minimális spin-hullám veszteség [31], hasonlóképp a mágneses rezonancia jelenségében [32]. Meggondolandó, hogy a módszer – mármint az entrópiáram kvantumos voltának kihasználása – akár további jelenségek esetére is kiterjeszthető lehet, mint például a mágneses adattárolás, vagy akár a kvantumszámítógépek disszipatív folyamatainak leírása.

A minimális energiadisszipáció elve

A további diszkusszióban elevenítsük fel, hogy a

$$\tilde{S}(t) = \int_0^t L \,\mathrm{d}t = \int_0^t \frac{1}{2} \left(T - T_0\right)^2 \mathrm{d}t \tag{43}$$

hatás a kiegyenlítődési folyamat extremálisa, azaz itt minimális a megvalósuló folyamatra. Ez azt jelenti, hogy a t idő alatt átáramló $\tilde{E}$ energia ezzel a legkisebb entrópiavezetéssel van kapcsolatban, azaz

$$\tilde{E} = \Lambda_\mathrm{S}\, \tilde{S}(t) = \frac{\pi^2 k_\mathrm{B}^2}{3h} \int_0^t \frac{1}{2} \left(T - T_0\right)^2 \mathrm{d}t. \tag{44}$$

Felvetődik, hogy az így megfogalmazott elv nevezhető-e az időben változó (nem stacionárius) folyamatokra vonatkozó minimális entrópiaprodukció elvének? Ez az összefüggés közelebb visz mind az entrópiaáramvezetés-kvantum, mind a Lagrange-függvény megértéséhez.

A mikro- és nanotechnológiák növekvő igényt mutatnak a kvantummechanika jelenségeinek és kvantált transzportfolyamatok irreverzibilitásának megértésére. A fentiekben bemutatásra került, hogy egy tekintett energiakvantum transzportja esetén mind a kvantált entrópiaáram, mind az entrópiaprodukció bevezethető és értelmezhető. Ez termodinamikai szempontból teljessé teszi a folyamat leírását, amivel egyúttal a termodinamika második főtétele is teljesül. A legkisebb hatás elve elméleti keretének a termikus terjedés leírásába való integrálása rámutat arra, hogy az elv a kvantumskálán végbemenő termikus folyamat esetében annak minimális entrópiatranszferét fejezi ki. Továbbá nanoskálán megvalósuló folyamatra megmutattuk, hogy a nanoskálán megfogalmazott minimum entrópiatranszport-elv ekvivalens a termodinamika lagrange-i leírásával. Remélhető, hogy ezek az új eredmények hasznosak lesznek a kvantumszámítások kivitelezhetőségének, az információvesztés megértésének és ennek csökkentése terén [33].

Irodalom

1. M. Planck, *Ann. Physik 1* (1900) 719.
2. R. Landauer, *IBM J. Res. Dev. 1* (1957) 223.
3. R. Landauer, *Phys. Lett. A 85* (1981) 91.
4. R. Landauer, *J. Phys.: Cond. Matter 1* (1989) 8099.
5. B. J. van Wees et al., *Phys. Rev. Lett. 60* (1988) 848.
6. K. Schwab, E. A. Henriksen, J. M. Worlock, M. L. Roukes, *Nature (London) 404* (2000) 974.
7. K. Schwab, J. L. Arlett, J. M. Worlock, M. L. Roukes, *Physica E 9* (2001) 60.
8. K. Schwab, *Nature 444* (2006) 161.
9. K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett. 45* (1980) 494.
10. D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett. 48* (1982) 1559.
11. R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett. 50* (1983) 1395.
12. B. Dóra, F. Simon, *Sci. Rep. 5* (2015) 14844.
13. B. Gulácsi, B. Dóra, *Physica Stat. Sol. B 253* (2016) 2468.
14. B. Dóra, A. Halbritter, *Phys. Rev. B 80* (2009) 155402.
15. A. Geresdi, A. Halbritter, A. Gyenis, P. Makk, Gy. Mihály, *Nanoscale 3* (2011) 1504.
16. A. Geresdi, M. Csontos, á. Gubicza, A. Halbritter, G. Mihály, *Nanoscale 6* (2014) 2613.
17. W. Nawrocki, *J. of Phys.: Conf. Ser. 129* (2008) 012023.
18. J. B. Pendry, *J. Phys. A: Math. Gen. 16* (1983) 2161.
19. L. G. C. Rego, G. Kirczenow, *Phys. Rev. Lett. 81* (1998) 232.
20. L. G. C. Rego, G. Kirczenow, *Phys. Rev. B 59* (1999) 4992.
21. D. E. Angelescu, M. C. Cross, M. L. Roukes, *Superlatt. Microstruct. 23* (1998) 673.
22. M. P. Blencowe, *Phys. Rev. B 59* (1999) 4992.
23. N. Nishiguchi, Y. Ando, M. N. Wybourne, *J. Phys. Cond. Matter 9* (1997) 5751.
24. M. Blencowe, *Phys. Rep. 395* (2004) 159.
25. W.-X. Li, K.-Q. Chen, W. Duan, J. Du, B.-L. Gu, *J. Phys. D: Appl. Phys. 36* (2003) 3027.
26. F. Márkus, K. Gambár, *Phys. Rev. E 52* (1995) 623.
27. F. Vázquez, F. Márkus, K. Gambár, *Phys. Rev. E 79* (2009) 031113.
28. L. I. Schiff: *Quantum Mechanics.* McGraw-Hill, New York, 1955.
29. P. A. M. Dirac: *The Principles of Quantum Mechanics.* Clarendon, Oxford, 1958.
30. S. R. de Groot, P. Mazur: *Non-Equilibrium Thermodynamics.* North-Holland, Amsterdam, 1962.
31. H. Qin, R. B. Holländer, L. Flajšman, F. Hermann, R. Dreyer, G. Woltersdorf, S. van Dijken, *Nat. Commum. 12* (2021) 2293.
32. G. Csősz, B. Dóra, F. Simon, *Physica Stat. Sol. B 257* (2020) 2000301.
33. F. Márkus, K. Gambár, *Entropy 23* (2021) 1350.

MI A TÖLTÉS?

Seller Károly, Trócsányi Zoltán
Eötvös Loránd Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Tanszék

Kötetlen beszélgetések diplomás fizikusok között azt a benyomást keltették bennünk, hogy az elektromos töltés, illetve általában a töltés fogalma, valamint a részecske-antirészecske megkülönböztetés meglehetősen széleskörű értelmezést kap és erősen függ az elvégzett tanulmányoktól, specializációktól. Ez a benyomás meglepő lehet, hiszen azt gondolhatnánk, hogy a töltést pontosan lehet és kellene definiálni, értelmezésében nincs helye a bizonytalanságnak. Benyomásainkat megpróbáltuk mérhetővé tenni egy gyors felmérés segítségével. Négy feleletválasztós kérdést fogalmaztunk meg három-három válaszlehetőséggel, minden esetben meghagyva egy negyedik lehetőséget, mégpedig az önálló megfogalmazásét. Rövid írásunkban bemutatjuk a feltett kérdéseket, a válaszlehetőségeket és a válaszok megoszlását. Zárásként megfogalmazzuk következtetéseinket, vitára bocsátjuk javaslatainkat.

Kérdések

A négy feltett kérdés és a választható válaszok sora a következő volt:

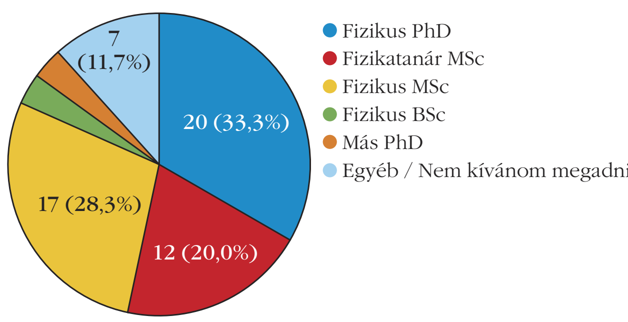
1. Mit ért elektromos töltés alatt?
   a) Az elektromos erő forrását.
   b) Az elektromos áramban haladó fizikai mennyiséget.
   c) Az elektron csatolását az elektromágneses mezőhöz.
   d) Egyéb válasz:
2. Mit ért elemi töltés alatt?
   a) A proton elektromos töltését.
   b) Az elektromos töltés mértékegységét.
   c) Az elektronáram és az elektromágneses mező közötti csatolás paraméterét.
   d) Egyéb válasz:
3. Hol megy át az elektron töltése a kétréses kísérletben?
   a) Az egyik résen, de nem tudjuk melyiken.
   b) Mindkét résen egyszerre.
   c) A töltés nem megy át sehol.
   d) Egyéb válasz:
4. Mit ért egy *p* részecske antirészecskéje alatt?
   a) Ugyanolyan részecskét, mint *p*, de ellentétes elektromos töltéssel.
   b) A Dirac-egyenlet negatív energiájú megoldását.
   c) Ugyanolyan részecskét, mint *p*, amelynek minden töltése ellentétes *p* töltésével.
   d) Egyéb válasz:

A kérdőív kitöltésére fizikus, fizikatanár diplomát, illetve doktori fokozatot szerzett kollégákat kértünk: aktív fizikatanárokat, a 2022. évi Fizikus Vándorgyűlés résztvevőit, munkatársakat, egyetemi hallgatókat. A kitöltés névtelenül történt, és hangsúlyoztuk, hogy a kérdőívben nem „helyes” vagy „helytelen” válaszokat várunk, pusztán a kitöltők saját véleményére vagyunk kíváncsiak. Kértük, hogy több helyesnek vélt válasz, vagy más vélemény esetén használják az „Egyéb válasz” lehetőséget, beírva a saját megfogalmazásukat.

A kérdőívre 60 beküldést kaptunk a meghirdetéstől számított három héten belül. A válaszadók végzettségének megoszlását az *1. ábra* mutatja. Örvendetes, hogy mindhárom, a fizikát felsőfokon végzett szakmai csoportból jelentős számú válasz érkezett. A végzettség és a válaszok között összefüggéseket szándékosan nem kerestünk, bár az adatok rendelkezésre állnak.

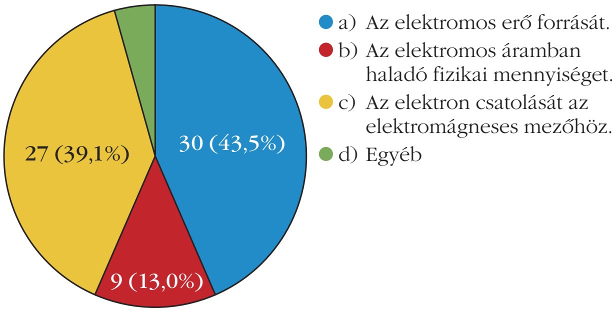
Az egyes válaszok megoszlásai kérdésenként a *2–5. ábrákon* láthatók. Az ábrákon megismert megoszlások a lehetséges válaszok között azt mutatják,

1. ábra. A válaszadók végzettségeinek megoszlása.

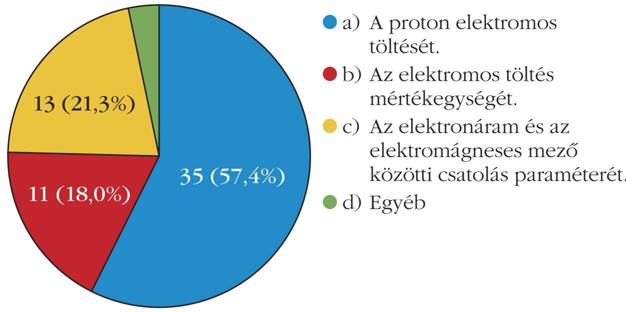


Seller Károly fizikus, az ELTE Elméleti Fizika Tanszék végzős doktorandusz hallgatója. Érdeklődése a részecskefizika és a kozmológia határterületére, az Univerzum első másodperceire fókuszál. Kutatásában a sötét anyag keletkezésének elméleti megalapozásával és az anyag-antianyag aszimmetria kialakulásával foglalkozik.

Trócsányi Zoltán fizikus, az MTA rendes tagja, az ELTE Elméleti Fizika Tanszék egyetemi tanára, az erős kölcsönhatás elméletének nemzetközileg elismert kutatója. *Demény Andrással* társszerzője a *Fizika I.* egyetemi tankönyv Mechanika részének, *Horváth Dezsővel* pedig a *Bevezetés az elemi részek fizikájába* című, 2019-ben angolul is megjelent tankönyvnek. Emellett ismeretterjesztő előadások és művek rendszeres szerzője. Tudományos közleményeire százezernél több független hivatkozást kapott.



2. ábra. Válaszok megoszlása az első, „Mit ért elektromos töltés alatt?” kérdésre.



3. ábra. Válaszok megoszlása a második, „Mit ért elemi töltés alatt?” kérdésre.

hogy a beszélgetések során szerzett benyomásaink nagyobb mintán is igazolódnak: a töltés és hozzá kapcsolódó fogalmak meghatározása nem egyértelmű még a szakemberek körében sem. Természetesen a megismerés különböző szintjén más-más meghatározás lehet értelmes és hasznos. Azonban úgy véljük, hogy a szakemberek körében egységesebb nyelvezet használata lenne szükséges, egyébként nem várható, hogy eszmecseréken megértsék egymást.

Az első két kérdésre megfogalmazott válaszlehetőségek a töltés makroszkopikus tapasztalati meghatározását (a–b), illetve elméleti, mikroszkopikus értelmezését (c) sugallják. Mindhárom válaszlehetőségnek köze van a valósághoz, más-más megismerési szinten.

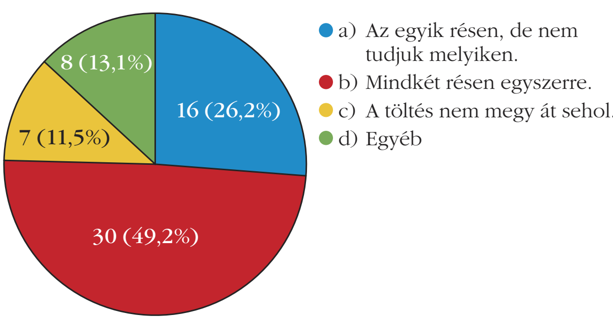
Az *elektromos töltés* címszó alatt a Wikipédia *Litz József* tankönyvéből [1] idéz: „Az elektromos töltés néhány elemi részecske alapvető megmaradó tulajdonsága, amely meghatározza, hogy milyen mértékben vesz részt az elektromágneses kölcsönhatásban, ami egyike az alapvető kölcsönhatásoknak. Az elektromosan töltött anyag elektromágneses teret hoz létre, és a külső elektromágneses tér befolyásolja a mozgását.” A megfogalmazás első mondata lényegét tekintve az elektromos töltés elméleti értelmezését sugallja, azaz a (c) választ tekinti helyesnek.

Az *elemi töltés* a Wikipédia meghatározása szerint a következő: „Az elemi töltés egy fizikai állandó, melynek értéke a CODATA 2017-es ajánlása szerint [2]: $e = 1{,}602176634 \cdot 10^{-19}$ C.” Bár az elektromosság alapegysége az SI-ben továbbra is az amper (A), az új SI definíció lényegében a töltés SI egységét (coulomb, C) rögzíti pontosan, és abból származtatja az ampert, A = C/s. Az elemi töltés nagyságát elsőként *Millikan* és munkatársai mérték meg mindannyiunk rémálma, a híres olajcseppkísérletben. Eredménye – amiért 1923-ban Nobel-díjat kapott – mindössze 0,62%-kal volt kisebb a ma pontosnak elfogadott értéknél. Eszerint a 2. kérdésre a (b) az általánosan elfogadott válasz, bár lehet ellene érvelni (lásd lentebb). Érdekes tapasztalat, hogy a válaszadók erre a kérdésre adtak leginkább egyöntetű választ, de nem mértékegységként, hanem fizikai mennyiségként (a proton elektromos töltése) tekintenek az elemi töltésre.

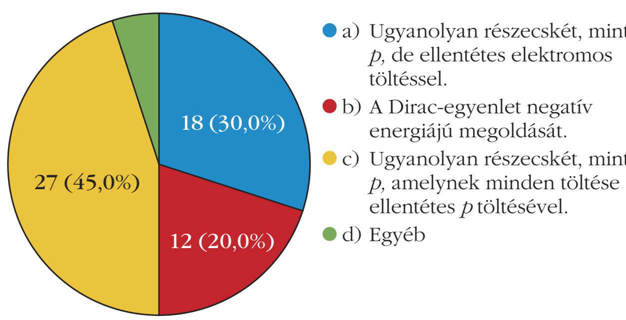
3. kérdésünket azzal a céllal fogalmaztuk meg, hogy elgondolkoztassuk a válaszadókat, mi lehet az elektromos és az elemi töltés olyan meghatározása, amely nem ütközik ellentmondásba a tapasztalattal, vagy másként szólva mi a megismerés legmélyebb szintjén is következetes definíció. Ismert, hogy a kétréses kísérlet [3] következetes értelmezése, hogy az elektronra valószínűségi amplitúdóként (kvantummechanika) vagy kvantummezőként (mezőelmélet) kell gondolnunk, és így mindkét résen átmegy mindaddig, amíg más külső mező nem hat rá. Az elektron elektromos töltése csak mint az elektronmező tulajdonsága „megy át” a résen, nem mint fizikai mennyiség. Ez a tulajdonság azt fejezi ki, hogy milyen erősen csatolódik az elektronáram az elektromágneses mezőhöz. A kétréses kísérletben a töltés áthaladását ahhoz hasonlíthatjuk, hogy a hajunk színe sem megy át az ajtón, csak mi a hajszínünkkel, mint tulajdonságunkkal. Véleményünk szerint a megadott lehetőségek közül ehhez legközelebb a (c) válasz áll: sehol.

Az elektromos töltést tulajdonságként (csatolásként) definiálva felmerül az ellenvetés: az SI-ben szerepel az elektromos töltés egysége (C), tehát annak mégiscsak fizikai mennyiségnek kell lennie. Ezzel kapcsolatban érdemes kitérni a 2019 óta hivatalos

4. ábra. Válaszok megoszlása a harmadik, „Hol megy át az elektron töltése a kétréses kísérletben?” kérdésre.



5. ábra. Válaszok megoszlása a negyedik, „Mit ért egy *p* részecske antirészecskéje alatt?” kérdésre.



modern SI mértékegységrendszer definícióira. A ma érvényes meghatározások szerint *a mindennapokban használt mértékegységeket,* például a métert, a kilogrammot vagy az ampert *nem mérési eredményekre alapozott mennyiségeken,* hanem *természetes állandókon keresztül definiáljuk.* Ez lényegi különbség a korábbi közmegegyezéshez képest, hiszen nyíltan kijelenti, hogy *az általunk használt,* a makroszkopikus világunkban viszonylag kényelmes *egységrendszer önkényes.* Ezt a kijelentést döntően arra építjük, hogy létezik az alapvető fizikai állandók olyan csoportja, amelyen keresztül minden SI mértékegység pontosan definiálható. Ebből az irányból megközelítve az elemi töltésre vonatkozó kérdést nyilvánvalóvá válik, hogy bár a coulomb fogalma hasznos a makroszkopikus világban, valójában az elektromos töltés mértékegysége az elemi töltés.

A fenti a gondolatmenet nem csak az elektromos töltés témakörére vonatkozik, hanem a fizikában általános elv: *minden fizikai állandó valójában olyan áttérési állandó, amely összeköti az emberiség által a makroszkopikus világban hasznos fizikai mennyiségeket a természet által definiált skálákkal.* Az átváltások inverzét véve gondolhatunk az alapvető fizikai állandókra is mint az alapmértékegységekre, és az SI egységekre, mint *nem-fizikai állandókra, amelyek átváltják a természetes egységeket a makroszkopikus világban könnyebben használhatóbbakra.*

Jó példa az SI-ből származtatott egységekre a csillagászatban használatos parsec. Bár az SI mértékegység a távolságra a méter lenne, az a csillagközi távolságok mérésére – két ok miatt – teljesen alkalmatlan. Egyrészt nem tudjuk az asztrofizikai távolságokat méterpontossággal megmérni, másrészt a métert használva kényelmetlenül nagy mérőszámok jelennének meg. Ezért definiáltak egy új mértékegységet, amely természetesebben illeszkedik a problémakörhöz. Ez azonban nem jelenti azt, hogy akár a méter, akár a parsec természetesebb volna a fizika szempontjából. Csupán annyit mutat, hogy bármilyen egységet definiálhatunk, ami éppen hasznos az adott mérési feladathoz. Azonban észben kell tartanunk, hogy akármit is vezetünk be, végeredményként minden új mértékegységünk visszavezethető lesz alapvető fizikai állandók alkalmas kombinációjának számszorosára. Az új mértékegység újdonsága egyedül ebben a számszorzóban van, és nem tulajdoníthatunk neki elemi fizikai jelentőséget, csak kényelmi szerepet.

Az, hogy az elektromos töltés nem létezik fizikai mennyiségként, nem jelenti azt, hogy a töltés fogalmát nem használhatjuk. Ellenkezőleg, *sokféle töltést definiálunk, amelyek kvantumszámokat jelentenek.* A töltések a fermionmezők – legismertebb példa rájuk az elektronmező – sajátértékei a különböző kölcsönhatásokhoz rendelt töltésoperátorok hatására. Erről részletesebben olvashatunk például a [4] hivatkozásban, ebben a számban.

A negyedik kérdésre is meglehetősen megoszló válaszok érkeztek. A kérdés alapos vizsgálata azt mutatja, hogy ezen a téren még a kutatók véleménye sem teljesen egyöntetű, ugyanis a neutrínók esetében még nem sikerült pontosan megtudnunk, hogyan kell az antirészecskéjét definiálni.

Következtetések

A harmadik kérdésre elfogadott (c) válasz azt jelenti, hogy az első két kérdésre is csak a (c) választ fogadhatjuk el következetesen. Természetesen ezzel nem kívánjuk azt sugallni, hogy rögtön ezt kellene tanítani az első találkozáskor az elektromos jelenségekkel. A megismerésnek ezen az első szintjén jól használható absztrakció a ponttöltés fogalma, amelynek „kézzelfogható” megnyilvánulása az elektron. A ponttöltés így válhat az elektromos erő (vagy mező) forrásává, áramolhat az elektromos áramban, amelyek a klasszikus elektromágnességben jól használható megfogalmazások. A felsőfokú képzéskor azonban célszerű lenne ellentmondásmentes definíciót adni a megkérdezett fogalmakra, és ez a csatolás az elektromos töltés esetén.

Tapasztalataink alapján arra a következtetésre jutottunk, hogy érdemes a *Fizikai Szemlében* külön cikk keretén belül is foglalkozni az itt felvetett kérdésekkel [4].

Irodalom

1. Litz József: *Elektromosságtan és mágnességtan.* Műszaki Könyvkiadó, Budapest (1998) 569 oldal.
2. D. B. Newell et al.: The CODATA 2017 values of h, e, k, and N_A for the revision of the SI. *Metrologia 55* (2018) L13; https://doi.org/10.1088/1681-7575/aa950a
3. O. Donati, G. P. Missiroli, G. Pozzi: An Experiment on Electron Interference. *American Journal of Physics 41* (1973) 639; https://doi.org/10.1119/1.1987321.
4. Horváth Dezső, Trócsányi Zoltán: Antirészecskék?. *Fizikai Szemle 72* (2022) 347–351.

XXV. ORSZÁGOS SZILÁRD LEÓ FIZIKAVERSENY – 2. rész

Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technika Tanszék

A XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny döntője 2022. április 22–24. között volt Pakson az Energetikai Technikum és Kollégiumban (ESZI). A COVID19 pandémia jelenléte beárnyékolta az előkészületeket, hiszen bizonytalan volt, hogy ebben az évben sikerül-e a hagyományos, jelenléti formában megrendezni a Verseny döntőjét, vagy pedig az előző két pandémiás évhez hasonlóan valamilyen szükségmegoldáshoz kell nyúlni.

A pandémiás helyzet azonban szerencsésen alakult, így sikerült a Verseny döntőjét a szokásos színvonalon és a korábbi évek hagyományainak megfelelően megszervezni. A helyi szervezési feladatokat az ESZI végezte; ők biztosították a Verseny során az étkezéseket is, valamint az ESZI kollégiumában volt a versenyzők és kísérőtanáraik szállása. A Verseny megnyitása és az elméleti feladatok megírása éppúgy az ESZI nagy előadótermében zajlott, mint a „Hogyan kellett?” feladatmegoldási ismertető, és az ünnepélyes eredményhirdetés. A kísérő tanárok és a paksi tanárkollégák részére *Pesznyák Csilla* egyetemi docens (BME NTI), valamint *Nagy Tibor* szegedi fizikatanár (SZTE Gyakorló Gimnázium és Általános Iskola, Szeged) tartottak érdekes, továbbképző előadásokat:

– Pesznyák Csilla: *Orvosi-fizika kutatás és képzés Magyarországon*

– Nagy Tibor: *A Szilárd Leó Verseny egy felkészítő tanár szemével*

Ebben a cikkben a döntő elméleti/számításos feladatait és a megoldásokat ismertetjük. A kísérleti forduló, valamint a számítógépes szimulációs feladat a cikksorozat harmadik, utolsó részében kerül sorra.

Az első hét elméleti feladat közös volt mindkét korcsoportnak, a maradék három feladat pedig különböző (8., 9. és 10. csak a Junioroknak, 11., 12. és 13. csak a Szenioroknak).

1. feladat — kitűzte: *Sükösd Csaba*

Az orosz–ukrán háború során a sérült csernobili atomerőmű környezetéből megnövekedett dózisteljesítményt jelentettek. Egyesek szerint emiatt jódtablettákat kellene szedni.

a) Miért javasolják a hatóságok jódtabletta szedését atomerőmű-baleset környezetében?

b) Valóban ajánlott-e a 2022-ben Csernobil környékén megemelkedett dózisteljesítmény miatt jódtablettákat szedni? A választ indokoljuk!

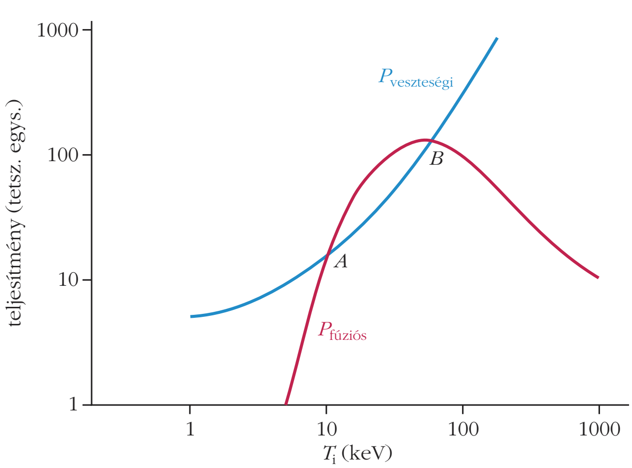
Megoldás

a) A maghasadásban keletkező ^{131}I izotóp felezési ideje 8 nap. Atomerőmű-balesetnél a jód a környezetbe (levegőbe, táplálékláncba stb.) kerülve bejut az emberi szervezetbe, és ott a pajzsmirigyben felhalmozódva komoly lokális sugárterhelést okozhat. Ezt „előzi meg” a jódtabletták előzetes szedése, amelyek inaktív jóddal „telítik” a pajzsmirigyet, és így megakadályozzák, de legalábbis jelentősen lecsökkentik a radioaktív jód felvételét.

b) A radioaktív jód a rövid, 8 napos felezési idő miatt gyorsan elbomlik a környezetben. Mivel a csernobili telephelyen nukleáris láncreakció már több, mint 20 éve nincs (az utolsó reaktort 2000-ben állították le), ezért a korábban keletkezett – és például a baleset időpontjában még jelen lévő – radioaktív jód mára már teljesen lebomlott. Tehát, ha meg is sérülne a sugárvédelmet biztosító szarkofág, radioaktív jód már nincs jelen. A jódtabletták indokolatlan szedésének esetleges negatív következményei is lehetnek. Emiatt a stabil jód nagy adagját csak akkor és azoknak célszerű bevenni, amikor és akik számára a hatóságok azt elrendelik!

2. feladat — kitűzte: Sükösd Csaba

Egy fúziós reaktorban a magas hőmérsékletű deutérium-trícium plazma hősugárzással (és más módon is) veszít energiát. A plazmát fűtő fúziós reakciók teljesítménye is függ a hőmérséklettől. E két teljesítmény hőmérsékletfüggését mutatja a mellékelt ábra. A vízszintes tengelyen a hőmozgás átlagos mozgási ener-



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 oktatással kapcsolatos program vezetője.

giája van, a függőleges tengely a teljesítménnyel arányos. Az ábra tengelyei logaritmikusak.

a) Hány kelvin a plazma hőmérséklete az *A* pontban?

b) A plazma hőmérséklete akkor állandó, ha a veszteségi és a fűtési teljesítmény egyenlő. Az egyenlőség az *A* és a *B* pontban is fennáll, de csak az egyik pontban stabil a plazma hőmérséklete. Vajon melyikben és miért?

Megoldás

a) Az ábra vízszintes tengelyén a hőmérséklet keV egységekben adott. Ez az adott hőmérsékleten a részecskék átlagos energiáját mutatja. Mivel a plazma hőmérsékletén a részecskék már nem kötöttek, ezért tömegpontokként viselkednek, így 3 szabadsági fokuk van, amelyre egyenként $kT/2$ energia jut, így a részecskék teljes energiája, $E = 3\,kT/2$. Az ábra alapján az *A* pontban $E \approx 10$ keV, ezért a kelvinben kifejezett hőmérséklet:

$$T = \frac{2\,E}{3\,k} = \frac{2 \cdot 10\ (\mathrm{keV}) \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-16} \left(\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{keV}}\right)}{3 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-23} \left(\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K}}\right)}$$

$$\approx 77{,}3 \cdot 10^{6}\ \mathrm{K}.$$

b) Az *A* pontbeli működés instabil. Ha kicsit is elmozdulunk ebből a pontból (például kicsit megnövekszik a hőmérséklet), akkor a fúziós teljesítmény meghaladja a veszteségit, és akkor a plazma még tovább melegszik. Fordítva is, ha a másik irányba – az alacsonyabb hőmérsékletek felé – mozdulunk el, akkor pedig a veszteségi teljesítmény fogja meghaladni a fúziós teljesítményt, és ekkor a plazma még tovább hűl. A *B* pontban történő üzem viszont stabil, hiszen bármilyen irányban is mozdulunk el egy kicsit, olyan hatás keletkezik, amely visszatéríti a rendszert a stabil egyensúlyi *B* pontba.

3. feladat

kitűzték: *Radnóti Katalin,* Sükösd Csaba és *Halász Máté*

A jó neutronelnyelő anyagok fékezik, sőt le is állíthatják a láncreakciót. Ezen az alapon működnek a mozgatható szabályozó rudak is, vagy a reaktor hűtővízébe kevert bórsav. A Paksi Atomerőműben újabban olyan üzemanyag-kazettákat használnak friss üzemanyagként, amelynek néhány pálcájába jó neutronelnyelő gadolíniumot is belekevertek.

a) Vajon mi értelme van az üzemanyaghoz láncreakciót fékező anyagot keverni, ha a szabályozó kazettákkal ellentétben nem tudjuk őket mozgatni?

b) Van-e olyan, jó neutronelnyelő izotóp, amely az atomerőmű működése során keletkezik?

Megoldás

a) Annak érdekében, hogy egy üzemanyag-kazettából összességében több energiát lehessen kinyerni, magasabb dúsítású uránt használnak. A több energia viszont nem jelentheti a reaktor teljesítményének növekedését, ezért azt kell elérni, hogy a kazetták hoszszabb ideig bent lehessenek a reaktorban – hosszabb idő alatt „égjenek ki”. A reaktornak a magasabb ^{235}U tartalom mellett is kritikus állapotban, állandó teljesítményen kell üzemelnie. A kezdeti, potenciálisan nagyobb neutronsokszorozási tényező csökkentésére szolgál – a bórsav és a szabályozókazetták mellett – a gadolínium. Mivel a gadolínium elnyeli a neutronokat („mérgezi” a reaktort), de a reaktor működése közben elfogy („kiég”), ezért kiégő méregnek is nevezik. A kiégő mérgek másik jelentős szerepe a teljesítményeloszlás egyenletesebbé tétele.

Megjegyzés: a pontosabb magyarázathoz összetett reaktorfizikai fogalmak szükségesek, ezért ezt csak említés szintjén tesszük meg. Eszerint a gadolínium a kampány kezdetén extra reaktivitást köt le, részben ellensúlyozva a magasabb kezdeti urándúsítást (reaktorbiztonsági okokból sem a bórsav-koncentrációt, sem pedig a szabályozó rudakban lévő neutronelnyelő anyagok mennyiségét nem lehet határ nélkül növelni), ezáltal a zóna nagyobb kezdeti reaktivitástartalékkal rendelkezik, és hosszabb idő telhet el két üzemanyag-átrakás között.

b) A reaktor működése közben, a maghasadás során folyamatosan keletkezik a xenon 135-ös tömegszámú izotóp, amely nagyon jó neutronelnyelő, s emiatt folyamatosan számolni kell vele a reaktor működése során. A keletkező reaktormérgek közül a legjelentősebb a ^{135}Xe, de ezen felül keletkeznek más, jó neutronelnyelő magok is, például a ^{149}Sm.

4. feladat

kitűzte: *Szűcs József*

Marx György (1927–2002), az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny alapítójának emlékére.

a) Magyarázzuk meg a Marx György által felvetett kérdést: miért nem sérül az energiamegmaradás törvénye a trícium radioaktív bomlásánál, hiszen a keletkező $^{3}_{2}$He atommag gyengébben kötött, mint a kezdeti $^{3}_{1}$H mag volt, és még szabad elektron is keletkezik $E_\beta > 0$ mozgási energiával!

b) Mi okozhatja a $^{3}_{2}$He atommag $^{3}_{1}$H magénál gyengébb kötését, ha mindkét atommagban 3-3 nukleon van?

Adatok: $E_k(^{3}_{1}\mathrm{H}) = 1{,}334$ pJ, $E_k(^{3}_{2}\mathrm{He}) = 1{,}214$ pJ és $E_\beta^{max} = 18{,}6$ keV.

Megoldás

a) A megmaradási törvény azért nem sérül, mert az energiamérlegnél figyelembe kell venni a $^{3}_{1}$H kezdeti magot és a keletkező $^{3}_{2}$He magot alkotó nukleonok nyugalmi energiáját is. Az előbbi 2 neutront és egy protont, az utóbbi viszont 2 protont és egy neutront tartalmaz, így (mivel a neutron nyugalmi tömege nagyobb a proton nyugalmi tömegénél) a $^{3}_{2}$He mag nukleonjainak nyugalmi energiája kisebb lesz, mint a $^{3}_{1}$H esetében. A nukleonok nyugalmi energiájának különbsége fedezi a $^{3}_{2}$He mag magasabb energiaszintre kerülését (kisebb kötési energiáját), és a keletkező szabad elektron teljes energiáját is.

b) A ${}^{3}_{2}$He mag kötési energiáját a magban lévő két (egymást taszító) proton pozitív elektrosztatikus potenciális energiája gyengíti.

5. feladat

kitűzték: Szűcs József és Halász Máté

A vegytiszta (kizárólag uránizotópokat tartalmazó) urán dúsítási szintjét annak Bq/mol-ban mért fajlagos aktivitásából kívánjuk meghatározni.

a) Maximálisan hányszorosára növelhető dúsítással a fajlagos aktivitás a vegytiszta természetes uránéhoz képest?

b) Adjuk meg a fajlagos aktivitás maximumát!

Adatok: az ^{235}U felezési ideje 704 millió év, az ^{238}U izotópé 4,47 milliárd év. A vegytiszta dúsítatlan uránban az ^{235}U atomok számának az aránya 0,7%, az ^{238}U atomok számának az aránya 99,3%, valamint kis mennyiségben jelen van az ^{238}U bomlási sorából származó, vele szekuláris egyensúlyban lévő ^{234}U is. Vegyük figyelembe, hogy az ^{234}U és ^{235}U izotópok a dúsítás során együtt maradnak.

Megoldás

a) Írjuk fel a radioaktivitás bomlástörvénye alapján mólnyi mennyiségű természetes izotóparányú, vegytiszta urán összaktivitását! Figyelembe véve, hogy az ^{234}U szekuláris egyensúlyban van az ^{238}U-cal (aktivitásaik megegyeznek):

$$\begin{aligned} A_\mathrm{t} &= N_\mathrm{A}\left(0{,}007\cdot\lambda_{235} + 2\cdot 0{,}993\cdot\lambda_{238}\right) = \\ &= N_\mathrm{A}\left(0{,}007\cdot k\cdot\lambda_{238} + 2\cdot 0{,}993\cdot\lambda_{238}\right) = \\ &= 2{,}0304\cdot\lambda_{238}N_\mathrm{A}, \end{aligned}$$

ahol

$$k = \frac{\lambda_{235}}{\lambda_{238}} = \frac{T_{238}}{T_{235}} = 6{,}349.$$

Mivel $\lambda_{235} > \lambda_{238}$, ezért 100% dúsítottságnál lesz maximális az aktivitásnövekedés a természetes összetételű vegytiszta uránhoz képest. A dúsított urán mólnyi mennyisége összaktivitásának számolása során vegyük figyelembe, hogy az ^{234}U és ^{235}U izotópok a dúsítás során együtt maradnak, emiatt az ^{234}U aktivitása a természetes uránban lévő aktivitásának 100%/0,7%-szerese lesz (az ^{234}U mennyiségét elhanyagolhatjuk a 100%-hoz képest):

$$\begin{aligned} A_{100} &= N_\mathrm{A}\left(1\cdot\lambda_{235} + \frac{1}{0{,}007}\cdot 0{,}993\cdot\lambda_{238}\right) = \\ &= N_\mathrm{A}\left(k\cdot\lambda_{238} + 141{,}857\cdot\lambda_{238}\right) = \\ &= 148{,}206\cdot\lambda_{238}\cdot N_\mathrm{A}, \end{aligned}$$

azaz a növekedés a dúsítás hatására

$$\frac{148{,}206\cdot\lambda_{238}\cdot N_\mathrm{A}}{2{,}0304\cdot\lambda_{238}\cdot N_\mathrm{A}} = 72{,}99 \approx 73\text{-szoros}.$$

Ha a természetes uránban „elhanyagolhatóan” kis mennyiségben jelen lévő ^{234}U hatását a dúsított uránban nem vennénk figyelembe, akkor csak 6,349-szoros aktivitásnövekedést találnánk. A dúsított urán aktivitásának legnagyobb része a jelen lévő ^{234}U-ből származik!

b) A 100% dúsítású urán fajlagos aktivitása:

$$A_{100} = 148{,}206\cdot\lambda_{238}\cdot N_\mathrm{A} = 4{,}386\cdot 10^{8}\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{mol}}.$$

6. feladat

kitűzte: *Tarján Péter*

Csikai Gyula (1930–2021) debreceni fizikus emlékére.

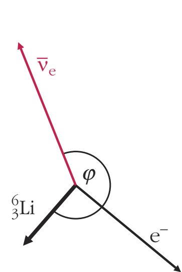
Szalay Sándor és Csikai Gyula 1956-os kísérlete szolgáltatta az első közvetlen bizonyítékot a neutrínó létezésére. A kísérletben egy béta-bomlásból származó elektron és leánymag nyomait figyelték meg ködkamrában. A ${}^{6}_{2}\mathrm{He} \to {}^{6}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{e}^{-} + \bar{\nu}$ folyamatban keletkező Li mag és az elektron indulási nyomait mutatja az ábra. (A bomlás előtt az anyamag állónak tekinthető.)

a) Magyarázzuk meg, miért bizonyíték az ábrán látható ködkamrakép arra, hogy egy harmadik részecske is keletkezik a bomlás során?

b) Mekkora és milyen irányú lendületet visz el a keletkező antineutrínó, ha az elektron a bomlásban felszabaduló energia 40%-át, a Li mag pedig $1{,}5\cdot 10^{-17}$ J-t visz el mozgási energiaként? (Tegyük fel, hogy a Li mag és az elektron kezdeti sebességei éppen merőlegesek egymásra. Válasszuk *x* tengelynek a leánymag, *y* tengelynek pedig az elektron pályairányát!)

Az atommagok tömege $m_\mathrm{He} = 9{,}9928\cdot 10^{-27}$ kg, $m_\mathrm{Li} = 9{,}9856\cdot 10^{-27}$ kg, $m_\mathrm{e} = 9{,}1094\cdot 10^{-31}$ kg $\approx 0{,}511$ MeV/c^2. A Li magot kezelhetjük nem-relativisztikusan.

Megoldás



a) Az anyamag állt, azaz a rendszer kezdeti lendülete 0. Így a végállapoti lendületnek is nullának kell lennie, ami a Li maggal és az elektronnal szemmel láthatóan nem teljesülhet. A lendület csak úgy tud megmaradni, ha legalább még egy részecske keletkezik, ami az ábrán nagyjából felfelé mutató irányban indul. A keletkezett részecske elektromosan semleges, mert nem hagy nyomot a ködkamrában, és mert nélküle is teljesül a töltésmegmaradás.

b) Számítsuk ki a bomlási energiát! A neutrínó nyugalmi tömegét nem tudjuk pontosan, de azt igen, hogy az elektron tömegénél sokkal kisebb, így elhanyagolható.

$$Q \approx \left(m_{\mathrm{He}} - m_{\mathrm{Li}} - m_{\mathrm{e}}\right) c^2 =$$

$$= 5{,}6523 \cdot 10^{-13}\ \mathrm{J} = 3{,}5279\ \mathrm{MeV}.$$

Az elektron mozgási energiája ekkor $E_{\mathrm{e}} = 0{,}4 \cdot Q = 2{,}2609 \cdot 10^{-13}$ J. A részecskék lendülete a mozgási energia és a nyugalmi tömeg segítségével számítható; az elektron relativisztikus.

$$p_x = p_{\mathrm{Li}} = \sqrt{2\, m_{\mathrm{Li}} E_{\mathrm{Li}}} = 5{,}4733 \cdot 10^{-22}\ \mathrm{kg}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}},$$

$$p_y = p_{\mathrm{e}} = \sqrt{\frac{E_{\mathrm{e}}^2}{c^2} + 2\, E_{\mathrm{e}}\, m_{\mathrm{e}}} = 9{,}9029 \cdot 10^{-22}\ \mathrm{kg}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

Az antineutrínó lendületkomponensei ugyanekkorák, de ellentétes előjelűek:

$$\boldsymbol{p}_{\nu} = -\left(\boldsymbol{p}_{\mathrm{Li}} + \boldsymbol{p}_{\mathrm{e}}\right) = (-5{,}4733;\ -9{,}9029) \cdot 10^{-22}\ \mathrm{kg}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

A lendület nagysága (Pitagorasz-tétellel)

$$p_{\nu} = \sqrt{\boldsymbol{p}_{\mathrm{Li}}^2 + \boldsymbol{p}_{\mathrm{e}}^2} = 1{,}1315 \cdot 10^{-21}\ \mathrm{kg}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}},$$

iránya pedig (szögfüggvénnyel) olyan, hogy az x tengellyel bezárt szöge $\varphi = 241°$ (lásd az ábrát, a nyilak hossza itt már a lendülettel arányos.)

Megjegyzés: A neutrínó mozgási energiájának és lendületének ismeretében *elvileg* ki lehet számítani a tömegét is. A feladat adataiból azonban irreálisan nagy értéket kapnánk, mert a feladathoz megadott adatok már a neutrínó tömegénél nagyságrendekkel nagyobb kerekítéseket és elhanyagolásokat tartalmaznak.

7. feladat

kitűzte: Sükösd Csaba

1991. október 15-én az USA-ban lévő Fly's Eye detektor észlelte az addigi legnagyobb $(3{,}2\pm0{,}9)\cdot10^{20}$ eV energiájú részecskét a kozmikus sugárzásban. Ezt a részecskét „Oh My God” (OMG) részecskének nevezték el, mivel észlelésekor a kutatók így kiáltottak fel meglepetésükben.

a) Mekkora sebességű teniszlabdának (tömege körülbelül 57 g) van ekkora mozgási energiája?

b) Tegyük fel, hogy az OMG részecske proton volt! Mennyivel térne el a sebessége a vákuumbeli fénysebességtől?

c) Tegyük fel, hogy egy ilyen energiájú proton és egy foton egyszerre indul el a Földről, ugyanabba az irányba. Mennyi idő múlva „maradna le” ez a proton 1 cm-rel a foton mögött, a földi koordináta-rendszerben? (A földi koordináta-rendszert tekinthetjük inerciarendszernek).

A proton nyugalmi tömege: $m_{\mathrm{p}} = 0{,}938\ \mathrm{GeV}/c^2$. A felmerülő numerikus probléma kikerüléséhez használhatjuk az $1-(a/b)^2 \approx 2\cdot(1-a/b)$ közelítést, ha $a \approx b$.

Megoldás

a) A teniszlabda makroszkopikus test, így mozgási energiáját számíthatjuk klasszikusan:

$$E = \frac{m\, v^2}{2},$$

amiből

$$v = \sqrt{\frac{2\,E}{m}} =$$

$$= \sqrt{\frac{2 \cdot 3{,}2 \cdot 10^{20}\ (\mathrm{eV}) \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ (\mathrm{J/eV})}{0{,}057\ (\mathrm{kg})}} =$$

$$= 42{,}41\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} = 152{,}7\ \frac{\mathrm{km}}{\mathrm{h}} (!!)$$

b) A proton nyugalmi energiája $m_0 c^2 = 938$ MeV $= 9{,}38 \cdot 10^8$ eV. A mért energia ennél sok nagyságrenddel nagyobb, ezért mindegy, hogy azt teljes vagy csak kinetikus energiának tekintjük. A részecske energiájára felírhatjuk:

$$E = \frac{m_0\, c^2}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow 1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 = \left(\frac{m_0\, c^2}{E}\right)^2 = \left(\frac{9{,}38 \cdot 10^8\ (\mathrm{eV})}{3{,}2 \cdot 10^{20}\ (\mathrm{eV})}\right)^2 =$$

$$= 8{,}59 \cdot 10^{-24}.$$

A bal oldalt célszerű tényezőkre bontani:

$$1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 = \left(1 - \frac{v}{c}\right) \cdot \left(1 + \frac{v}{c}\right) = 8{,}59 \cdot 10^{-24}.$$

Használjuk ki, hogy nagyon jó közelítéssel $v/c \approx 1$, ezért $(1 + v/c) \approx 2$, azaz

$$\left(1 - \frac{v}{c}\right) \cdot 2 \approx 8{,}59 \cdot 10^{-24},$$

ahonnan kapjuk, hogy

$$\Delta v = c - v = c \cdot 4{,}295 \cdot 10^{-24} =$$

$$= 3 \cdot 10^8 \left(\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right) \cdot 4{,}295 \cdot 10^{-24} = 1{,}288 \cdot 10^{-15}\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

c) Ahhoz, hogy a foton és a proton között 1 cm = 0,01 m útkülönbség létrejöjjön,

$$\Delta t = \frac{\Delta s}{\Delta v} = \frac{0{,}01\ (\mathrm{m})}{1{,}288 \cdot 10^{-15} \left(\dfrac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right)} = 7{,}76 \cdot 10^{12}\ \mathrm{s}$$

idő szükséges. Ez több, mint 246 000 év!

8. feladat (Junior kategória)

kitűzte: *Veres Gábor*

Az LHC-ben a protonok energiája 7 TeV. Az alagút 27 km kerületű gyűrű. Milyen hosszúnak érzékelik a protonok ezt a kört? A proton m_p = 0,938 GeV/c^2 tömegű.

Megoldás

A Lorentz-kontrakció miatt a protonok a gyűrű kerületét rövidebbnek „látják”: $s' = s/\gamma$. A γ-faktor a teljes energia és a nyugalmi energia hányadosából meghatározható:

$$E = m c^2 = \gamma \cdot m_0 c^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \gamma = \frac{E}{m_0 c^2} = \frac{7000\ (\mathrm{GeV})}{0{,}938\ (\mathrm{GeV})} \approx 7463.$$

Ezzel

$$s' = \frac{27\ (\mathrm{km})}{7463} = 0{,}003618\ \mathrm{km} = 3{,}618\ \mathrm{m}.$$

Megjegyzés: a feladat nem adta meg, hogy a 7 TeV a protonok mozgási energiája vagy a teljes energia. Vegyük észre, hogy mivel ez az érték sokkal nagyobb, mint a nyugalmi energia, ezért lényegében mindegy, hogy melyiknek tekintjük.

9. feladat (Junior kategória)

kitűzte: Szűcs József

Gondolatban helyezzünk el az éjjeliszekrényünkre egy dobozban 1000 darab ^{238}U uránatomot! Hányszor nagyobb annak a valószínűsége, hogy egy hatoldalú dobókockával egymás után 10-szer hatost dobunk, mint annak, hogy reggelre az uránatomok közül akár-csak egy is elbomlik?

Adatok: Az ^{238}U felezési ideje 4,47 milliárd év, az alvási időt vegyük 8 órának.

Megoldás

Számítsuk ki az 1000 atomos ^{238}U aktivitását:

$$A = \frac{|\Delta N|}{\Delta t} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot N = 1{,}55 \cdot 10^{-7}\ \frac{1}{\text{év}} =$$

$$= 4{,}91 \cdot 10^{-15}\ \frac{1}{\mathrm{s}} = 1{,}41 \cdot 10^{-10}\ \frac{1}{8\mathrm{h}}.$$

Annak valószínűsége, hogy 1 darab bomlás fog történni 8 óra alatt, nagyon jó közelítéssel $1{,}41 \cdot 10^{-10}$. (A kettő vagy több bomlás valószínűsége elhanyagolható.)

Annak az esélye, hogy hatoldalú dobókockával tízszer egymás után hatost dobunk:

$$\left(\frac{1}{6}\right)^{10} \approx 1{,}65 \cdot 10^{-8}.$$

Így a kockadobások esélye körülbelül 117-szer nagyobb, mint az uránbomlás esélye.

Megjegyzések

1. Az ötös lottón telitalálat elérésének valószínűsége 1 : 43 949 268 = $2{,}28 \cdot 10^{-8}$, ami körülbelül 162-szer nagyobb, mint ezerből egy uránmag 8 órán belüli elbomlásának valószínűsége.

2. Hasonló a gondolatmenet, ha onnan indulunk, hogy a λ bomlási állandó fizikai jelentése az időegység alatti bomlási valószínűség, és figyelembe veszszük, hogy 1000 atom van.

10. feladat (Junior kategória)

kitűzték: Mester András és Tarján Péter

Az EU-ban a legtöbb élelmiszert Belgiumban kezelik ionizáló sugárzással. A kezeléshez használt izotópok γ-fotonjainak energiája körülbelül 1,2 MeV.

a) Miért kezelnek bizonyos élelmiszereket ionizáló sugárzással?

b) Hány gray (Gy) az elnyelt dózis, ha 50 dkg csirkehús besugárzása esetén annak hőmérsékletemelkedése 1,2 °C? (A csirkehús fajhője: $c \approx 3370$ J/(kg·°C).)

c) Mennyi ideig tart a besugárzás, ha a γ-forrás aktivitása 420 TBq, és a kibocsátott energia 25%-a nyelődik el a húsban?

Megoldás

a) A besugárzás során az élelmiszerben jelen lévő mikroorganizmusok és kártevők elpusztulnak, így hatékonyan megelőzhetők az étel okozta megbetegedések. Mivel a sugárzás az élelmiszer további érését (például gyümölcsök), illetve csírázását (burgonya, hagyma) is jelentősen lelassítja, az eltarthatóság is megnövekszik. Fontos látni, hogy ilyen célra többnyire γ-sugárzást használnak. Ettől a besugárzott anyag nem aktiválódik fel, azaz nem lesz radioaktív. Az ilyen módon kezelt élelmiszerekben semmilyen érzékszervi változás nem érzékelhető a kezeletlenhez képest (ellentétben más tartósítási eljárásokkal).

b) A besugárzás során elnyelt hő:

$$Q = c\, m\, \Delta T = 3370 \left(\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}\ {}^\circ\mathrm{C}}\right) \cdot 0{,}5\ (\mathrm{kg}) \cdot 1{,}2\ ({}^\circ\mathrm{C}) =$$

$$= 2022\ \mathrm{J},$$

ebből az elnyelt dózis

$$D = \frac{Q}{m} = c\, \Delta T = 3370 \left(\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}\ {}^\circ\mathrm{C}}\right) \cdot 1{,}2\ ({}^\circ\mathrm{C}) =$$

$$= 4044\ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}} = 4044\ \mathrm{Gy}.$$

c) A forrás aktivitása A = 420 TBq = $4{,}2 \cdot 10^{14}$ 1/s. Az általa kibocsátott sugárzás összteljesítménye

$$P_ö = A E_\gamma = 4{,}2 \cdot 10^{14} \left(\frac{1}{s}\right) \cdot 1{,}2\ (\mathrm{MeV}) =$$

$$= 5{,}04 \cdot 10^{14}\ \frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{s}} = 80{,}75\ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{s}} = 80{,}75\ \mathrm{W}.$$

A hasznos teljesítmény ennek a 25%-a: $P_h = \eta P_ö$ = 20,19 W. Ezzel a besugárzás ideje:

$$\Delta t = \frac{Q}{P_h} = \frac{2022\ (\mathrm{J})}{20{,}19\ (\mathrm{W})} \approx 100\ \mathrm{s}.$$

11. feladat (Szenior kategória) kitűzte: Radnóti Katalin

Vegyünk egy 500 nm hullámhosszú (zöld színű) fény hullámhosszával megegyező sugarú gerjesztett hidrogénatomot.

a) Ezen hidrogénatom elektronja mekkora főkvantumszámú pályán van a Bohr-modellben?

b) Mekkora hullámhosszúságú fotonnal lehetne ezt az atomot ionizálni?

c) Előfordulhat-e egy ekkora méretű hidrogénatom szobahőmérsékleten?

Adatok: $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js, $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s, az alapállapotú hidrogénatom sugara $r_0 \approx 0{,}05$ nm-rel közelíthető, energiája −2,2 aJ.

Megoldás

a) A hidrogénatom mérete a Bohr-modellben a következőképpen függ az elektron n főkvantumszámától: $r = r_0 n^2$. Ebbe behelyettesítve n = 100 adódik.

b) A hidrogénatom energiája a következőképpen függ az elektron n főkvantumszámától:

$$E_n = \frac{-2{,}2\ (\mathrm{aJ})}{n^2}.$$

Ennek mínusz egyszerese a keresett ionizációs energia, ami $2{,}2 \cdot 10^{-22}$ J. Ez a keresett foton energiája. A hullámhossza

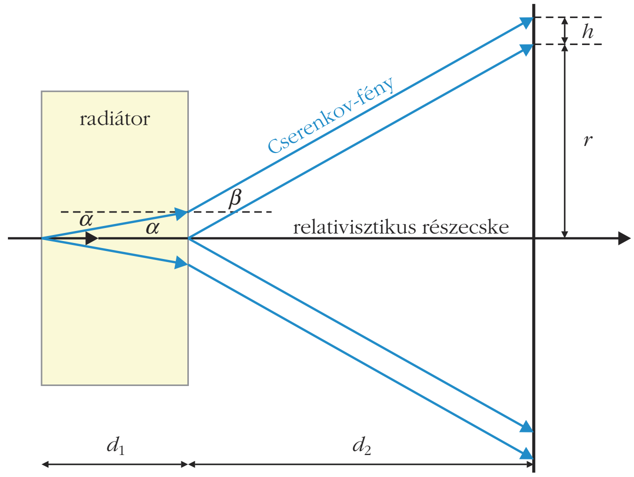
$$\lambda = \frac{hc}{E_n} = 0{,}9\ \mathrm{mm},$$

ami a mikrohullámú tartományba esik.

c) A körülbelül 290 K-es környezetben egy részecske átlagos kT energiája $\approx 4 \cdot 10^{-21}$ J, ami körülbelül 20-szor akkora, mint a kiszámított ionizációs energia; tehát nem lenne stabil az ütközésekkel szemben.

12. feladat (Szenior kategória) kitűzte: Tarján Péter

A részecskefizikai detektorrendszerek egyik hasznos összetevője a RICH (Ring Imaging CHerenkov) detektor. Ennek elve, hogy egy vékony átlátszó közegen (radiátoron) nagy sebességgel áthaladó töltött részecske Cserenkov-fényt kelt; ez a kúpalakban szétterjedő sugárzás egy távolabb elhelyezkedő ernyőn



gyűrű alakú fényfoltot hoz létre. A fényt pozícióérzékeny elektronikus detektorokkal érzékeljük. Egy ilyen detektor vázlatát mutatja az ábra. Egy nagy energiájú π^- áthaladásakor az ernyőn kapott fénygyűrű belső sugara r = 118,2 mm.

a) Milyen vastag a fénygyűrű az ernyőn?

b) Mekkora az átmenő töltött részecske lendülete?

c) Egy adott típusú részecskénél vajon mi korlátozza a meghatározható legkisebb és legnagyobb lendületet?

Adatok: a radiátor törésmutatója n = 1,2988, d_1 = 15 mm, d_2 = 80 mm, $m_\pi = 0{,}1396\ \mathrm{GeV}/c^2 = 2{,}489 \cdot 10^{-28}$ kg, a radiátor és az ernyő közötti közeget tekintsük vákuumnak. A Cserenkov-sugárzás kibocsájtási szögére írhatjuk, hogy

$$\cos\alpha = \frac{c/n}{v},$$

ahol v a részecske sebessége, n a törésmutató és c a fénysebesség vákuumban.

Megoldás

a) A radiátorból kilépő Cserenkov-fény törési szögére felírható:

$$\mathrm{tg}\,\beta = \frac{r}{d_2},$$

ahonnan β = 55,91°. Ekkor a beesési szög (= a Cserenkov-fény fél kúpszöge) a Snellius–Descartes-törvényből számítható:

$$\frac{1}{n} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \Rightarrow \alpha = 39{,}62°,$$

így a gyűrű vastagságának meghatározása geometriai feladattá egyszerűsödött:

$$\frac{h}{d_1} = \mathrm{tg}\,\alpha,$$

ahonnan $h = d_1 \mathrm{tg}\,\alpha$ = 12,42 mm.

b) A Cserenkov-sugárzásról tudjuk, hogy

$$\cos\alpha = \frac{c/n}{v}.$$

Innen a pion sebessége:

$$v = \frac{c}{n \cos \alpha} = 0{,}9995\, c = 2{,}996 \cdot 10^8 \ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

A relativisztikus (látszólagos) tömeg:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} = 30{,}88\, m_0 = 4{,}311 \ \frac{\mathrm{GeV}}{c^2} =$$

$$= 7{,}686 \cdot 10^{-27} \ \mathrm{kg}.$$

A lendület:

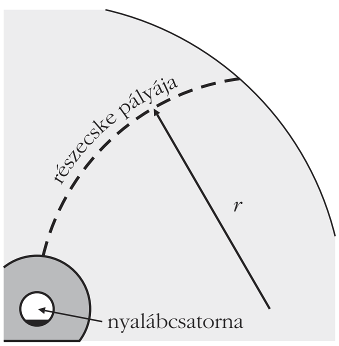
$$m\,v = 30{,}88\, m_0 \cdot 0{,}9995\, c = 4{,}309 \ \frac{\mathrm{GeV}}{c} =$$

$$= 2{,}303 \cdot 10^{-18} \ \mathrm{kg}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

c) A meghatározható legkisebb lendületre a Cserenkov-küszöb ad alsó korlátot. (A küszöbérték ennél a radiátornál $1{,}207\, m_0 c$ – ennek kiszámítását nem várjuk el.) A Cserenkov-küszöböt kicsivel meghaladó lendületek pontos meghatározását az ernyő detektorainak helyfelbontása korlátozza. Nagyon nagy lendületeknél az α szög nagy lesz, széles a Cserenkov-kúp, tehát ilyenkor az ernyő mérete a korlátozó tényező.

13. feladat (Szenior kategória) kitűzte: Tarján Péter

Egy gyorsítóban egymással szemben 1 GeV energiára gyorsított elektronokat és pozitronokat ütköztetünk. Az ütközés után keletkező töltött részecskéket egy úgynevezett sokszálas proporcionális kamrával mérjük, amely a töltött részecskék lendületének mérésére alkalmas. A detektor belsejében a homogén mágneses tér párhuzamos a nyalábbal (az ábra síkjára merőleges) és nagysága B = 2 T. Egy észlelt, egyszeres elemi töltésű részecske pályasugara r = 1,59 m.



a) Mekkora az észlelt részecske lendületének nyalábirányra merőleges összetevője?

b) A lenti táblázatból adjuk meg az összes lehetséges részecskét, amihez ez a pálya tartozhat! m_0 értéke MeV/c^2 egységekben van megadva.

jel	γ	ν_e	e^-	μ^-	π^0
m_0	0	$<2{,}2 \cdot 10^{-6}$	0,511	105,7	135
jel	π^-	K^-	p	n	τ^-
m_0	139,6	493,7	938,3	939,6	1776,9

Megoldás

a) A részecske görbült pályáját a Lorentz-erő okozza (v_T a transzverzális sebesség, azaz a sebességnek az ábra síkjába eső komponense):

$$m \frac{v_T^2}{r} = Q\, v_T\, B \ \Rightarrow \ m\, v_T = r\, Q\, B.$$

Ide behelyettesítve a görbületi sugarat:

$$p_T = m\, v_T = r\, Q\, B = 5{,}09 \cdot 10^{-19} \ \mathrm{kg}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} =$$

$$= 0{,}951 \ \frac{\mathrm{GeV}}{c}.$$

b) Az ütközőnyalábos gyorsítóban a lendületmegmaradás miatt mindig legalább két részecske keletkezik az elektron-pozitron annihiláció után. A részecskék keltésére rendelkezésre álló energia 2·1 GeV+ 2·511 keV ≈ 2 GeV, ennek kell fedeznie a részecskepár nyugalmi tömegét és mozgási energiáját is. A keletkezett részecskéknek a kvantumos megmaradási törvények miatt azonos részecske-antirészecske párnak és a feladat szövege értelmében elektromosan töltötteknek kell lenniük. A két részecske a lendületmegmaradás miatt éppen ellentétes irányba (egymással 180°-ot bezáróan) indul az ütközési pontból. A részecske-antirészecske pár ellentétes töltése miatt pedig, ha az egyik jobbra kanyarodik, a másik balra. Egy p lendületű, m_0 nyugalmi tömegű részecske teljes relativisztikus energiája

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}\,,$$

ezt átrendezve:

$$m_0 = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - p^2 c^2}\,.$$

A részecskepár egyik felére az energiamegmaradás miatt E = 1 GeV. Az előzőekben kapott lendületet behelyettesítve:

$$m_0 \le 0{,}309 \ \frac{\mathrm{GeV}}{c^2} = 5{,}51 \cdot 10^{-28} \ \mathrm{kg}.$$

Az e feltételnek megfelelő részecskepárok a következők: $\gamma\gamma$, $\nu\bar{\nu}$ (bármelyik fajtájú), e^-e^+, $\mu^-\mu^+$, $\pi^-\pi^+$, $\pi^0\pi^0$, hiszen a többi megadott részecske keltéséhez a nagy tömeg miatt nem áll rendelkezésre elegendő energia. Ezek közül az elektromosan semleges fotonpárt, a neutrínókat és a semleges pionokat ki kell zárni, mert ezek az ionizációs elven működő kamrában nem hagynak nyomot (ráadásul – rövid élettideje miatt – a π^0 a el sem jut odáig). Marad tehát az e^-e^+, $\mu^-\mu^+$ és a $\pi^-\pi^+$. (A részecsketömeg azért lehet kisebb is, mint a kiszámított érték, mert a számított transzverzális lendület csak alsó becslést ad a teljes lendületre, hiszen a részecskének lehet nyalábirányú sebességkomponense is.)

Értékelés

Minden feladatra maximálisan 5 pontot lehetett kapni. A maximális 50 pontból a Szenior kategóriások legjobbjának 37-et, a Juniorok legeredményesebbjének pedig 34 pontot sikerült szereznie.

A Szenioroknál a leggyengébben a 13. feladat sikerült; erre a maximálisan lehetséges pontszám (5) helyett az átlagosan elért eredmény mindössze 1,84 volt. Meglepő módon a Junioroknál az első és a harmadik feladat sikerült leggyengébben, az átlag mindkettőnél 1,10 volt. Az 5., 8., 10., és 11. feladatok kivételével valamennyi feladatra érkezett tökéletes (5 pontos) megoldás is. Az 5., 10. és 11. feladatra maximum 4 pontos megoldások érkeztek, míg a 8. feladatnál maximum 3 pontot értek el a Junior tanulók.

A legjobb átlagos pontszámot a második feladatra érték el a Szenior kategóriás versenyzők (4,11), a Junior tanulók legjobb átlagát (3,20) a kilencedik – kifejezetten Junior versenyzők számára készült – feladatnál találtuk.

(*Folytatjuk*)

BIG BANG FIZIKAKURZUS ELEKTRONIKUS TANULÁSTÁMOGATÁSSAL – 1. rész

Keresztesi Miklós
Pécsi Tudományegyetem, Természettudományi Kar

A huszonegyedik század elejére a természettudományos képzés háttérbe szorult,[1] a reáltantárgyak és -pályák kedveltsége visszaesett. *Csapó Benő* vizsgálata szerint a 11. osztályos tanulók a fizika kedveltségét az 1–5 skálán 2,5-re értékelték.[2] Ez a legalacsonyabb érték a reáltantárgyak között. Az alacsony kedveltség következménye, hogy kevesen jelentkeznek fizikaalapozó tárgyat tanító felsőoktatási intézménybe, kevesen akarnak fizikusok, fizikatanárok lenni.

A Big Bang,[3] ingyenes fizikakurzussal célunk a fizika tantárgy iránti érdeklődés felkeltése. Célcsoport a középiskolák 11. osztályos tanulói. A fizikatanárokkal úgy szeretnénk együttdolgozni, hogy számottevően ne emelkedjen terhelésük. Ennek érdekében rendszerünket elektronikus tanulástámogatással fejlesztettük Moodle eLearning felületen, automatizált távoktatással. A PTE Informatikai és Innovációs Igazgatóság eLearninges számítógépe kész az ország bármely településéről jelentkező tanulók fogadására.[4]

Az oktatás tartalma

A kurzus tartalmi anyaga a fizika huszadik századi fejlődésének egy jelentős szelete, amely megismételhetetlenül szép és egyedülállóan csodálatos történet.[5] Az *1. ábrán*[6] huszonkilenc kutató látható az 1927-es Solvay-konferencián, közülük tizenhét Nobel-díjas volt vagy lett.

A huszadik század első évtizedeiben tudományos körökben elfogadott volt az Univerzum statikussága, amelyet kezdetben (1933-ig) *Einstein* is képviselt. Az ó- és középkortól örökölt statikus világszemléletet az állandóság és a fejlődést tagadó tulajdonság jellemezte. Az *1. ábrán* az első széksor közepén ül az őszülő Albert Einstein, aki 1915-ben hozta nyilvánosságra gravitációs egyenletét (*2. ábra,* felső egyenlet). Félt, hogy a gravitációt, az időt és a teret ötvöző modellje gravitációsan összeomlik, ezért 1917-ben beiktatta egyenletébe az antigravitációs tulajdonságú Λ kozmológiai állandót (*2. ábra,* alsó egyenlete).

1922-ben *Alexander Friedmann* orosz–szovjet elméleti fizikus megoldotta Einstein egyenletét és azt kapta, hogy a téridő görbülete időben változik. Észrevette, hogy az einsteini egyenlet az Univerzum egészét modellezi. Friedmann azt is megállapította, hogy

A kurzust a Pécsi Tudományegyetem és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közösen üzemelteti.

[1]Józsa Krisztián, Lencsés Gyula, Papp Katalin: Merre tovább iskolai természettudomány? Vizsgálatok a természettudomány iskolai helyzetéről, a középiskolások pályaválasztási szándékairól. *Fizikai Szemle 46/5* (1996) 167–170.

[2]Csapó Benő: A tantárgyakkal kapcsolatos attitűdök összefüggései. *Magyar Pedagógia 100/3* 343–366.

[3]*Fred Hoyle* angol matematikus, csillagász nem fogadta el az ősrobbanás-elméletet, az állandó állapotú Világegyetemben hitt. Gúnyból találta ki a Big Bang nevet. Az ősrobbanás-elmélet híveinek ez a név megtetszett és átvették.

[4]A kurzusra a következő címen lehet jelentkezni: Eötvös Loránd Fizikai Társulat, Ujvári Sándor, ujvasa36@gmail.com

[5]*Ember az erőtérben.* Staar Gyula beszélgetése Nagy Károly akadémikussal; http://forrasfolyoirat.hu/0410/staar.html

[6]*Ritka történelmi fotók.* Solvay-konferencia, 1927. https://rarehistoricalphotos.com

Keresztesi Miklós fizika–matematika és a műszaki ismeretek tanár. 1964-től nyugdíjazásáig a tanárképzőn, majd a PTE TTK-n dolgozott; elektronikát, számítógépes és mikroprocesszoros irányítást tanított, számítógéppel támogatott távoktatási kurzusokat tartott. Tíz évig működött az általa fejlesztett informatika, kiegészítő szakos tanárképzés, offline számítógépes irányítással. A 2010-es években szaktárgyához eLearninges kérdésbankot fejlesztett és online vizsgáztatott.

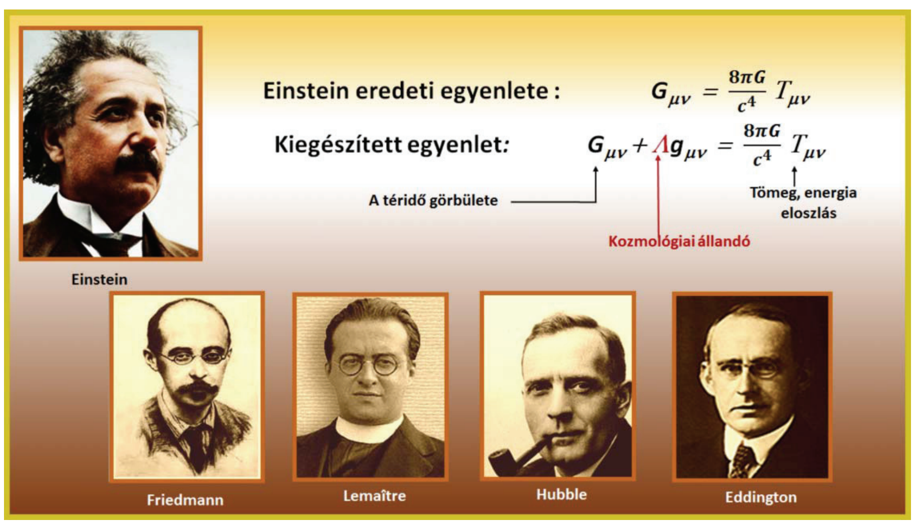
1. ábra. Ernest Solvay belga szódagyáros alapította az úgynevezett Solvay-konferenciákat. Az ötödik fizikai Solvay-konferenciát 1927-ben Brüsszelben tartották. Középen az ősz Albert Einstein ül, mellette jobbra Hendrik Lorentz, a konferencia elnöke. Az egyetem előtti csoportképen a 29 résztvevő látható, közülük 17-en már akkor vagy később lettek Nobel-díjasok. Ők 29-en a huszadik századi fizika legkiválóbb formálói (fotó: Benjamin Couprie, Brussels, Belgium).

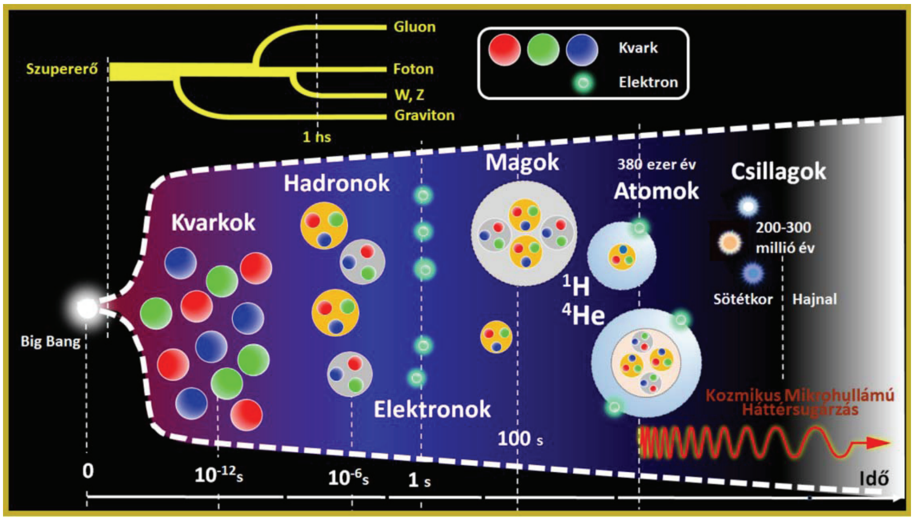
a felső egyenlet egyaránt tartalmazza a gravitációs-antigravitációs tulajdonságot, ezért az alsó egyenlet kozmológiai állandós tagja felesleges. Friedmannt korai halála meggátolta abban, hogy a téma vizsgálatával tovább foglalkozzon.

1927-ben *Georges Lemaître* belga elméleti fizikus is – Friedmann munkásságát nem ismerve – megoldotta Einstein gravitációs egyenletét. Nála is időben változott a téridő görbülete, ezt egybevetette csillagászati adatokkal. Kimondta, hogy az Univerzum tágul. A jelenből a múlt felé haladva, az Univerzum mérete egyre kisebb lesz. Eljutunk egy ponthoz, ez az Univerzum kezdete. Elméleti úton levezette még a távolodó galaxisok távolság-távolodási sebesség egyenes arányosságát mutató egyenletet (mai neve Hubble–Lemaître-törvény). Lemaître az einsteini gravitációs egyenletekre támaszkodva 1927-ben nyilvánosságra hozta ősrobbanás-elméletét. Még ebben az évben az 1927-es Solvay-konferencián Lemaître és Einstein találkoztak. Einstein mondta: „Az ön számításai hibátlanok ugyan, de fizikája visszataszító.” 1929-ben *Edwin Hubble* amerikai csillagász mérte a távoli galaxisok fényének vöröseltolódását és ezt összefüggésbe hozta az Univerzum tágulásával. Tehát az Univerzum nem lehet statikus. 1930-ban *Arthur Stanley Eddington* angol fizikus behatóan vizsgálta Einstein kozmológiai állandós egyenletét és arról megállapította, hogy instabil világot modellez.

1933-ban a kaliforniai Pasadena csillagvizsgálójában találkozott Einstein és Hubble. Ekkorra Einstein elfogadta a távoli galaxisok spektrumában mért vö-

2. ábra. Albert Einstein 1915-ben hozta nyilvánosságra gravitációs egyenletét (felül). Félt, hogy ez a matematikai modell gravitációsan összeomlik, ezért 1917-ben egyenletébe beiktatta az antigravitációs tulajdonságú, kozmológiai állandót (Λ) tartalmazó tagot (alsó egyenlet). 1922-ben Alexander Friedmann, 1927-ben Georges Lemaître, 1929-ben Edwin Hubble és 1930-ban Arthur Stanley Eddington kutatásai nyomán Einstein elvetette a kozmológiai állandót (1933) és visszatért eredeti, 1915-ös egyenletéhez.





3. ábra. A kvark 10^{-12} s időpontban elemi részecskeként rendelkezésre állt az összetett rendszerek kialakulásához. A gluon, az erős kölcsönhatás közvetítő részecskéje a szupererőről vált le. 1 µs időpontban a kvarkok tömegesen hadronokba záródtak. Az elektronok 1 s időpontban jelentek meg. Az ősrobbanás utáni 100. másodpercben keletkeztek a könnyű atommagok. A Big Bang után 380 ezer évvel elektronbefogással jöttek létre a könnyű, semleges atomok. Elindul a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás. A Big Bang után 200-300 millió évvel felragyogtak az első csillagok.

röseltolódásból következően az Univerzum tágulását. Tehát az Univerzum nem statikus, hanem dinamikus. Einstein elvetette a kozmológiai állandós egyenletét. Elfogadta azt is, hogy a *2. ábra* felső egyenlete gravitációt-antigravitációt egyaránt tartalmaz.

Ugyanebben az évben, ugyancsak a pasadenai csillagvizsgálóban Lemaître előadta ősrobbanás-elméletét. Einstein is jelen volt az előadáson és így gratulált: „Ez a teremtés leggyönyörűségesebb és legkielégítőbb magyarázata, amit valaha is hallottam”.

1948-ban *George Gamow, Ralph Alpher* és *Robert Hermann* amerikai fizikusok frissítették az 1927-es ősrobbanás-elméletet. Kezdet a Big Bang esemény, majd az Univerzum tágul és hűl. Számítások alapján az egyes fizikai eseményekhez időpontot, hőmérsékletet, energiaértéket rendeltek. Például 380 ezer évvel az ősrobbanás után a hőmérséklet 2900 K, az energia $2{,}5 \cdot 10^{-10}$ GeV. Megjósolták, hogy az ekkor keletkezett fotonok hírt hozhatnak az Univerzum korai állapotáról a jelennek. Arra nem is mertek gondolni, hogy ezt a jelet meg lehet találni. *Arno Penzias* és *Robert Wilson* amerikai kutatók erről az előrejelzésről nem tudtak. Hatalmas antennájukat az ég felé fordították és megtalálták ezt a sugárzást (1965). A sugárzás neve kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (CMB) lett.

Az ősrobbanás-elmélet kiteljesedésében fontos mozzanat volt annak felismerése, hogy a proton és a neutron összetett részecskék. Elemi részecskék a kvarkok és elektronok. 1964-ben *Murray Gell-Mann* és *George Zweig* amerikai fizikusok részecskefizikai munkássága elvezetett az elemi részecskék standard modelljéig. Lehetővé vált a részecskefizikai folyamatokhoz időpontok, időtartamok rendelése az Univerzum fejlődésében (*3. ábra*).

Big Bang utáni 1 ps időpontban rendelkezésre álltak kölcsönhatások (az ábrán sárga) és kvarkok, gluonok. 1 µs-nál a kvarkok hadronba (proton, neutron) záródtak. 1 s-nál megjelentek az elektronok. Protonokból, neutronokból az atommagképződés 100 s időpontban megtörtént. A Big Bang után 380 ezer évvel a hőmérséklet 2900 K alá csökkent, a pozitív atommagok elektronokat fogtak be és tartották meg. Kialakultak a semleges atomok. Ekkor az Univerzum átlátszóvá vált, elindult a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás. A sugárzás közel 13,8 milliárd évig úton volt, közben az Univerzum tágult, hűlt. A sugárzás hullámhossza megnyúlt, eltolódott a rádióhullámok tartományába. 1965-ben ezt a – Gamow-csoport által előre jósolt – jelet észlelte Penzias és Wilson. A könnyű atomok (H, He, …) az ősrobbanás folyamatában keletkeztek.

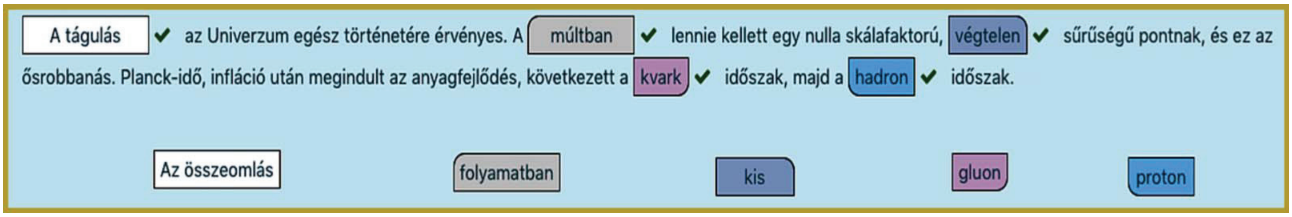
Az Univerzum ugyan átlátszóvá vált, de még hiányoztak a fényforrások. A sötét kort a Big Bang után 200-300 millió évvel váltotta fel a hajnal. A könnyű elemek alkotta molekuláris felhőkben az anyag a gravitáció hatására csomósodni kezdett, megfelelően nagy tömegek esetén kialakult a gömbforma, megindult az atommagfúzió, felragyogtak az első csillagok. A periódusos rendszer nehezebb elemei a csillagokban keletkeztek és a csillag halálával szóródtak szét. Majd milliárd évekkel később például a mi Naprendszerünk ilyen területen jött létre.

Elektronikus tanulástámogatás

Célunk a 11. osztályos tanulókat megismertetni az Univerzum keletkezésével és fejlődésével.

Elsődlegesen a fizikatanár jelzi, hogy kész együttműködni ebben a programban, majd megtartja a kur-

4. ábra. A *Big Bang előadás-1* és a *Big Bang diatár-1* a fizikatanároknak nyújt segítséget a kurzusindító előadásuk megtartásához. Kisebb terjedelmű anyag a *Big Bang előadás-2* és a *Big Bang diatár-2*.



5. ábra. Az Univerzum néhány jellemzőjét ismertető szövegből szavak hiányoznak, egérmozgatással vigyük ezeket a megfelelő helyre! A tartalom mellett figyeljünk a geometriai alakzatokra és színekre is! Az ábrán a helyes megoldás és alul a megmaradt elhúzható elemek láthatók.

zusindító előadást a 10. osztályt már elvégzett tanulóinak. Ehhez készült egy terjedelmesebb *Big Bang előadás-1* és *Big Bang diatár-1 segédlet* (valamint a rövidebb *Big Bang előadás-2* és *Big Bang diatár-2*). Ezeket a tanulást irányító, központi számítógépről tölthetik le (*4. ábra*) a fizikatanárok.

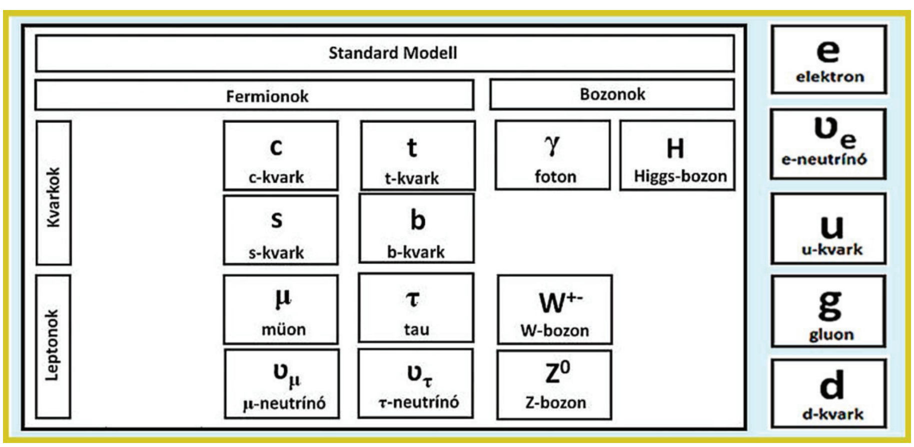
A fizikatanár eltérhet az általunk összeállított előadás-tervezettől, bővítheti vagy szűkítheti azt. Az indító előadáson kerül sor a kurzus rögzített időpontjainak (időterv) ismertetésére is. Az előadás után az érdeklődő tanulók a fizikatanárnál jelentkezhetnek a féléves ingyenes kurzusra, amely internet felhasználásával, távoktatással működik. Az elektronikus tanulástámogatás a távoli elérésen kívül a tesztek gépi ellenőrzését és értékelését is lehetővé teszi. A tesztekben, záróvizsgán az alábbi kérdéstípusok fordulnak elő:

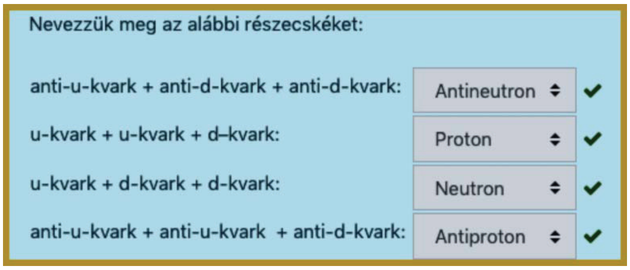
- *Feleletválasztós.* A tanuló megadott listából egyet kiválaszt.
- *Számjegyes válasz.* Adatoknál, számításos feladatoknál, rögzített mértékegység mellett az eredmény numerikus értékét a tanuló egy megnyíló ablakba, Excel formátumban írja be. A rendszer megadott tűréshatáron belül vizsgálja és fogadja el a tanuló válaszát. Például, mennyi a Planck-idő másodpercben? Válasz: 5,4E−44.
- *Elhúzás egérrel szövegbe.* A hiányzó szavakat szókészletből lehet pótolni, amit például az *5. ábrán* lehet látni.
- *Elhúzás egérrel képre.* A háttérképen, táblázaton lévő célzónákba adatok, értelmező, magyarázó szövegek húzhatók. Erre mutat példát a *6. ábra.*
- *Párosító tevékenységet igénylő feladatsor.* Az alkérdésekre legördülő felsorolásból jelölhetünk választ. Egy ilyen látható a *7. ábrán.*
- Egy- vagy többszavas válasz beírása karakterenként. Például: Írja le a kereszt- és vezetéknevét annak a kutatónak, akinek gravitációs egyenlete Georges Lemaître ősrobbanás-elméletéhez kiindulási alapul szolgált. Megoldás: Albert Einstein.

A tanulási folyamat a *8. ábra* szerinti, többnyire gépi szolgáltatásokkal valósul meg. A tanuló letölti az Einstein.pdf állományt, elolvassa, majd megoldja az Einstein-tesztet, amely feltárja a „van” teljesítményt (a helyesen megoldott feladatok számát). A „kell” szintet a tesztben lévő összes feladat száma adja. Amennyiben hiányosságok találhatók a felkészülésben („van” < „kell”), a tanuló igénybe veheti az irányító számítógépbe programozott segítséget: megerősítést kap arról, hogy mely válaszai voltak helyesek és melyek hibásak, mi volt a helyes megoldás. A *8. ábrán* látható a „van” < „kell” visszacsatoló ág, ennek igénybevétele a tanuló saját tanulási tapasztalataira és döntésére van bízva: a tanuló visszatér az Einstein-tananyaghoz, vagy interneten rákeres a meg nem értett témára.

A tanulás szempontjából funkcionálisan hasonló a Hawking.pdf – Hawking-teszt, valamint a Big Bang ősrobbanáselmélet.pdf és a Big Bang-teszt feldolgozása is. A tanuló otthonában – tanári felügyelet nélkül, segédanyag használata engedélyezett – oldja meg a teszteket. Ennek idejére a tanuló online-kapcsolatba kerül a központi irányító számítógéppel, amely Einstein, Hawking, Big Bang kérdésbankokból állítja össze a teszteket. Minden tanuló 16 véletlenszerűen kiválasztott feladatot kap, a megoldási idő 1 óra. A teszt lezárása után a tanuló megkapja az elért teljesítményét. A tesztek szombatonként 8 és 20 óra között oldhatók meg, ekkor a tanuló előtt részlegesen, 1 órára megnyílnak a kérdésbankok. A tesztek eredményei elektronikus osztálynaplóba kerülnek, de az elért teljesítmény nem befolyásolja a Tanúsítványba kerülő tanulói minősítést, a Tanúsítvány szövege csak a záróvizsga eredményétől függ.

6. ábra. Az elemi részecskék standard modelljének táblázatából öt részecske hiányzik. Egérrel mozgassuk a hiányzó részeket a megfelelő helyre!





7. ábra. Négy összetett részecske kvarkszerkezetét párosítsuk a megfelelő megnevezéssel! A megnevezések legördülőmenü-szerűen jelennek meg a képernyőn.

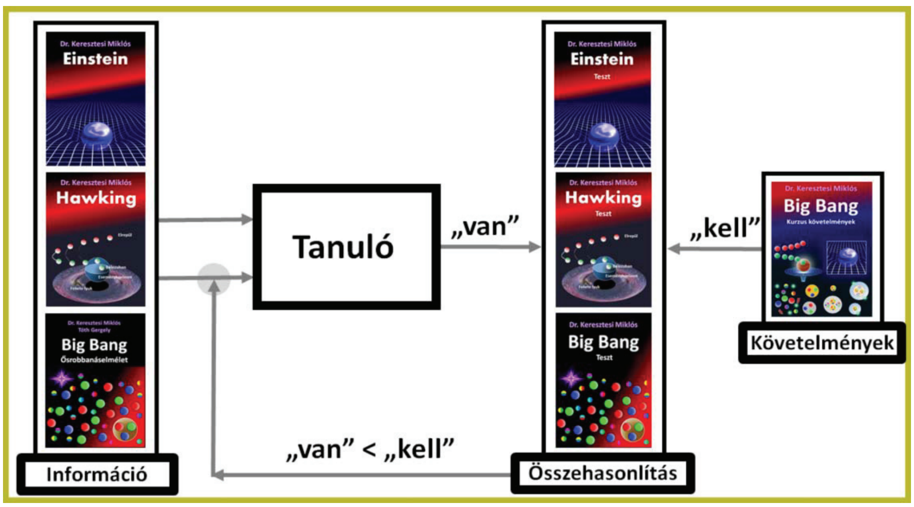
Az Einstein, Hawking, Big Bang ősrobbanás-elmélet témakörök tanulása, a tesztek megoldása szélesíti a tanuló tudását, amelyet a pedagógiában, elfogadottan tudás, képesség, attitűd, autonómia kategóriákkal írhatunk le. Ezen elvek alapján a kurzushoz készült egy Big Bang fizikakurzus kimeneti követelményei.xlsx tanulók által letölthető állomány. A kimeneti követelmények a kurzus végére elérendő célokat jelentik. Készült egy erre alapozott kérdésbank (D-jelű). Ebből válogatja a számítógép a 4. teszt feladatait, amelyet próbavizsgának tekinthetünk. A teszt következmény nélkül megoldható. A kérdésbank részlegesen megnyílik egy előre közölt szombati napon. A tanuló reggel 8 és este 8 óra között bármikor online kapcsolatba léphet a központi géppel, 25 véletlenszerűen kiválasztott kérdést kap, megoldási idő 90 perc.

A kurzus záróeseménye a záróvizsga, amelynek sikeressége a Tanúsítvány szövegét meghatározza. A záróvizsgára készít fel az *Ismétlés* című anyagunk, amely formálisan teszt, de új információkat is tartalmaz, a tanultakat új szövegkörnyezetben mutatja meg. Tehát kevés új ismeretet is nyújt, feladatokat is ad. A megoldások ellenőrzését azonnal kérhetjük, a válaszpróbálkozások száma korlátlan. Lineárisan haladhatunk benne az elejétől a végéig, de ha a tanuló egy 44 itemes tartalomjegyzéket készít hozzá, akkor bármelyik item egérkiválasztással képernyőre hozható.

Az 5. teszt a záróvizsga, országosan egy időpontban zajlik, a tanulók saját iskolájukban, számítógépes teremben, a fizikatanárok felügyeletével. Az 5. tesztben 25 véletlen kiválasztású feladat található, minden tanulónak kicsit más; a megoldási idő 90 perc.

Ha a járvány miatt szükséges, a tanuló otthonában vizsgázik, személyazonosításra, felügyeletre a fizikatanár digitális technikát használ. Az eLearninges rendszer biztosítja, hogy a vizsgakérdések csak a vizsga időtartama alatt legyenek elérhetők. A kitűzött vizsganapon a számítógépes rendszer megjeleníti a feladatokat, fogadja a tanulói válaszokat, ellenőrzi, értékeli és minősíti azokat.

8. ábra. A számítógépes rendszer információkat nyújt letölthető állományok formájában. A tanuló online kapcsolatban megoldja a tesztet, amely feltárja a „van” szintet. Ezt összehasonlítva a „kell” szinttel, az eltérés mértéke mutatja, hogy továbbhaladhatunk-e a tananyagban, vagy pótolnunk kell a hiányosságokat.



A 6. tesztet azok oldják meg, akik nem tudtak megjelenni az 5. teszten, vagy akiknek az 5. teszt eredménye „nem felelt meg” minősítést kapott. A 6. teszt főbb jellemzőiben megegyezik az 5. teszttel. Az 5. és 6. teszt feladatai azonos kérdésbankból származnak.

(*Folytatjuk*)

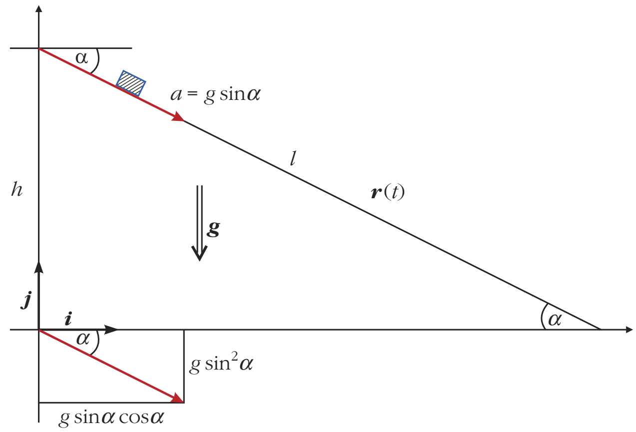
Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682
A Társulat Internet honlapja http://www.elft.hu, e-postacíme: elft@elft.hu
Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtitkár, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.
Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.
Nyomdai előkészítés: Kármán Stúdió, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.
Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.
Megjelenik havonta (évente egyszer duplaszámmal), egyes szám ára: 1100.- Ft (duplaszámé 2200.- Ft) + postaköltség.
HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és **HU ISSN 1588–0540** (online)

LEJTŐRŐL SÚRLÓDÁSMENTESEN LECSÚSZÓ TEST »PARADOXONA«

Hárs György
BME TTK Atomfizika Tanszék

A lejtőhöz rögzített inerciarendszerben

Egy h magasságú α szögű lejtő tetejéről súrlódás nélkül lecsúszik egy m tömegű test (lásd az ábrát).



A gravitációs erő lejtővel párhuzamos komponense: $F = mg\sin\alpha$.

A lejtő hossza:

$$l = \frac{h}{\sin\alpha}.$$

A testen végzett munka:

$$W = F\,l = m\,g\sin\alpha\frac{h}{\sin\alpha} = m\,g\,h.$$

Itt szándékosan nem említünk potenciális energiát, mivel a munkatétel nem követeli meg az erőtér örvénymentességét, amely disszipatív erő is lehet. Alkalmazzuk a munkatételt, a testen végzett munka egyenlő a kinetikus energia megváltozásával:

$$m\,g\,h = \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_2^2 - \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_1^2,$$

amiből

$$2\,g\,h = \boldsymbol{v}_2^2 - \boldsymbol{v}_1^2.$$

A vektor négyzete (önmagával képzett skaláris szorzata) egyenlő abszolút értékének négyzetével. A nem vastagított v betű a sebesség abszolút értékét jelöli.

$$v_2 = \sqrt{2\,g\,h + v_1^2}\,.$$

Az erőtérben mínusz *u* sebességgel mozgó inerciarendszerben

Ismeretes, hogy az inerciarendszerek dinamikai leírás szempontjából egyenértékűek. Tehát semmiféle tehetetlenségi erő nem léphet fel, ellentétben a gyorsuló (forgó) koordináta-rendszerekkel. Írjuk le a lejtőről való lecsúszás folyamatát a lejtő alapjával párhuzamosan, egyenletes $-\boldsymbol{u}$ sebességvektorral (tehát jobbról balra) haladó vonathoz rögzített vonatkoztatási rendszerből! Jelen leírásban semmiféle relativisztikus effektust nem veszünk figyelembe. Így ebben az inerciarendszerben minden korábbi sebességvektorhoz $\boldsymbol{u}$ sebességvektort kell hozzáadni. A kezdősebesség vektora $\boldsymbol{v}_1+\boldsymbol{u}$, míg a végsebesség vektora $\boldsymbol{v}_2+\boldsymbol{u}$ lesz.

Alkalmazzuk tehát most is a munkatételt:

$$m\,g\,h = \frac{1}{2}\,m\left(\boldsymbol{v}_2+\boldsymbol{u}\right)^2 - \frac{1}{2}\,m\left(\boldsymbol{v}_1+\boldsymbol{u}\right)^2,$$

amiből

$$\begin{aligned} 2\,g\,h &= \left(\boldsymbol{v}_2+\boldsymbol{u}\right)^2 - \left(\boldsymbol{v}_1+\boldsymbol{u}\right)^2 = \\ &= \boldsymbol{v}_2^2 + 2\,\boldsymbol{u}\,\boldsymbol{v}_2 + \boldsymbol{u}^2 - \left(\boldsymbol{v}_1^2 + 2\,\boldsymbol{u}\,\boldsymbol{v}_1 + \boldsymbol{u}^2\right) = \\ &= \boldsymbol{v}_2^2 - \boldsymbol{v}_1^2 + 2\,\boldsymbol{u}\left(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1\right), \end{aligned}$$

tehát

$$m\,g\,h = \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_2^2 - \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_1^2 + m\boldsymbol{u}\left(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1\right).$$

Látható, hogy a jobb oldalon megjelent egy új tag, amely a folyamat során bekövetkező sebességváltozás vektorának és a vonat sebességvektorának skaláris szorzatát tartalmazza. A lejtőhöz rögzített inerciarendszerben ilyen tag nem volt.

Hol a hiba? Melyik leírás helyes?

A kváziparadoxon feloldása

A hiba abból a – szemlélettel alátámasztott – tévedésből fakad, hogy a gravitációs erő által végzett munka a mínusz $\boldsymbol{u}$ sebességgel mozgó inerciarendszerben is mgh lenne, vagyis hogy csak a szintkülönbség számítana, mint a potenciális energiánál. Látni fogjuk, hogy ez nem igaz.

Hárs György címzetes egyetemi tanár a BME Atomfizika tanszéken kutat és oktat 1980 óta. Közben két évet töltött a University Utah USA egyetemén tömegspektroszkópiás kutatás keretében. 1994-től kezdve első éves angol nyelvű fizika-előadást tart. Kutatási és oktatási területei: tömegspektroszkópia, elektron- és ionoptikák, vákuumfizika, plazmafizika. Főbb eredményei: vibrációs átlagerő-potenciál alkalmazása pikomérleg berendezésben, nem impulzus indítású TOF berendezés kifejlesztése.

Bizonyítás

Az általánosítás céljából – a végzett munka levezetésénél – tetszőleges időinvariáns erőteret engedjünk meg. A kiindulásként exponált probléma ennek speciális eseteként jelenik majd meg.

Egy $\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})$ időinvariáns erőtérben egy tömegpont mozog az $\boldsymbol{r}(t)$ vektor skalárfüggvénnyel jellemzett pályán.

A tömegponton végzett munka:

$$W = \int_{\boldsymbol{r}_1}^{\boldsymbol{r}_2} \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}.$$

A mozgásegyenlet:

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}) = m\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}.$$

Behelyettesítve:

$$W = \int_{\boldsymbol{r}_1}^{\boldsymbol{r}_2} m\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}.$$

Idő szerinti integrálásra térünk át. A tömegpont a t_1 és t_2 időpontokban rendre az $\boldsymbol{r}_1$ és $\boldsymbol{r}_2$ helyen tartózkodott.

$$W = m\int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t.$$

Vegyük észre, hogy az integrálban ugyanazon függvény első és második idõderiváltjainak szorzata szerepel.

Ismert az alábbi matematikai szabály:

$$\frac{\mathrm{d}f(x)}{\mathrm{d}x}f(x) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\frac{1}{2}f^2(x)\right).$$

Alkalmazzuk ezt a szabályt, most nem egy függvényre, hanem egy függvény első deriváltjára.

$$\frac{\mathrm{d}^2f(x)}{\mathrm{d}x^2}\frac{\mathrm{d}f(x)}{\mathrm{d}x} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}f(x)}{\mathrm{d}x}\right)^2\right].$$

Térjünk vissza az eredeti problémára! Itt $f(x) \equiv \boldsymbol{r}(t)$.

$$\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t}\right)^2\right].$$

Helyettesítsünk be az integrálba:

$$W = m\int_{t_1}^{t_2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t}\right)^2\right]\mathrm{d}t = m\int_{t_1}^{t_2}\mathrm{d}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t}\right)^2\right] =$$

$$= \frac{m}{2}\int_{t_1}^{t_2}\mathrm{d}\left[\boldsymbol{v}^2(t)\right].$$

A $\boldsymbol{v}^2$ infinitezimális megváltozásainak összege (integrálja) nyilván a $\boldsymbol{v}^2$ teljes megváltozása lesz:

$$\frac{m}{2}\int_{t_1}^{t_2}\mathrm{d}\left[\boldsymbol{v}^2\right] = \frac{1}{2}m\boldsymbol{v}_2^2 - \frac{1}{2}m\boldsymbol{v}_1^2,$$

tehát

$$W = \int_{\boldsymbol{r}_1}^{\boldsymbol{r}_2}\boldsymbol{F}\,\mathrm{d}\boldsymbol{r} = \frac{1}{2}m\boldsymbol{v}_2^2 - \frac{1}{2}m\boldsymbol{v}_1^2 = E_{\mathrm{kin2}} - E_{\mathrm{kin1}}.$$

És íme, kijött a jól ismert munkatétel és a kinetikus energia. Itt az erő lehet bármilyen, akár disszipatív erő (csúszási súrlódás vagy közegellenállás) is. Az erőtérre vonatkozóan eddig csak annyi a kikötésünk volt, hogy időinvariáns legyen.

A további gondolatmenetben az erőtér már nem lesz időinvariáns, mivel egy mozgó vonathoz rögzített inerciarendszerből nézve az erőtér már időváltozót fog tartalmazni. Az ilyen erőteret nevezzük implicit módon idővariáns erőtérnek, megkülönböztetésül az explicit módon idővariáns erőtértől, amely – mondjuk – egy időben változó feszültséggel meghajtott elektródarendszer környezetében keletkező elektromos erőtér.

Lépjünk vissza a levezetés egy korábbi pontjára, és vegyük most figyelembe, hogy egy $-\boldsymbol{u}$ sebességgel haladó vonaton utazunk a leírtak szerint:

$$W = m\int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t.$$

A koordináta transzformálódik ha $-\boldsymbol{u}$ sebességgel elhaladva nézzük:

$$\boldsymbol{r}(t) := \boldsymbol{r}(t) + \boldsymbol{u}\,t.$$

Behelyettesítve:

$$W^\star = m\int_{t_1}^{t_2}\frac{\mathrm{d}^2\left(\boldsymbol{r}(t)+\boldsymbol{u}\,t\right)}{\mathrm{d}t^2}\frac{\mathrm{d}\left(\boldsymbol{r}(t)+\boldsymbol{u}\,t\right)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t.$$

Itt $W^\star$ jelöli a vonathoz rögzített inerciarendszerben végzett munkát.

Az első tényező:

$$\frac{\mathrm{d}^2\left(\boldsymbol{r}(t)+\boldsymbol{u}\,t\right)}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2},$$

a második tényező:

$$\frac{\mathrm{d}\left(\boldsymbol{r}(t)+\boldsymbol{u}\,t\right)}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t} + \boldsymbol{u}.$$

Behelyettesítve:

$$W^\star = m\int_{t_1}^{t_2}\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\left(\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t}+\boldsymbol{u}\right)\mathrm{d}t.$$

Beszorzás és szétválasztás után:

$$W^{\star} = m\int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t + m\int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\boldsymbol{u}\,\mathrm{d}t.$$

Vegyük észre, hogy az első integrál pontosan megegyezik az időinvariáns esetében korábban már levezetett munkatétellel.

$$m\int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t = \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_2^2 - \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_1^2.$$

A jobb oldalon szereplő második integrál esetében vegyük figyelembe, hogy

$$\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}(t)}{\mathrm{d}t},$$

ezért

$$m\int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)}{\mathrm{d}t^2}\boldsymbol{u}\,\mathrm{d}t = m\boldsymbol{u}\int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}(t)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t =$$

$$= m\boldsymbol{u}\int_{t_1}^{t_2} \mathrm{d}\boldsymbol{v}(t).$$

Az infinitezimális megváltozások integrálja pedig a teljes megváltozással egyenlő:

$$m\boldsymbol{u}\int_{t_1}^{t_2} \mathrm{d}\boldsymbol{v}(t) = m\boldsymbol{u}\,(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1).$$

Összesítve a tapasztalatokat, tehát:

$$W^{\star} = \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_2^2 - \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_1^2 + m\boldsymbol{u}\,(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1).$$

Vegyük észre, hogy az egyenlet jobb oldala átírható az alábbi módon:

$$\frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_2^2 - \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_1^2 + m\boldsymbol{u}\,(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1) =$$

$$= \frac{1}{2}\,m(\boldsymbol{v}_2 + \boldsymbol{u})^2 - \frac{1}{2}\,m(\boldsymbol{v}_1 + \boldsymbol{u})^2$$

és így

$$W^{\star} = \frac{1}{2}\,m(\boldsymbol{v}_2 + \boldsymbol{u})^2 - \frac{1}{2}\,m(\boldsymbol{v}_1 + \boldsymbol{u})^2.$$

Tehát a $-\boldsymbol{u}$ sebességgel mozgó inerciarendszerből nézve is pontosan kijön a munkatétel állítása, vagyis hogy a tömegpontra ható erők munkájának integrálja $W^{\star}$ a $-\boldsymbol{u}$ sebességgel mozgó rendszerben kifejezett kinetikus energiák különbsége. Itt a $\boldsymbol{v}$ sebességek az időinvariáns erőtérhez rögzített inerciarendszerben értelmezett sebességek. Ezekhez hozzáadva a mozgó inerciarendszer sebességvektorának ellentettjét, a $-\boldsymbol{u}$ sebességgel mozgó rendszerben értelmezett sebességeket kaptuk. Tehát minden rendben van a munkatétellel, amit tanítunk, az helyes.

Egy fontos tanulság azonban van

Egy mozgó inerciarendszerben fellépő gravitációs munkavégzés nem számítható a megszokott módon a potenciális energiák különbségeként.

Vagyis h szintkülönbség esetében a gravitációs tér által végzett $W^{\star}$ munka:

$$W^{\star} = m\,g\,h + m\boldsymbol{u}\,(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1),$$

nem pedig csak

$$W = m\,g\,h.$$

Ahol $\boldsymbol{u}$ a mozgó megfigyelő sebességvektora, míg $\boldsymbol{v}_1$ és $\boldsymbol{v}_2$ a kezdő- és a végsebességvektorok.

A fenti *Az erőtérben mínusz $\boldsymbol{u}$ sebességgel mozgó inerciarendszerben* című fejezetben exponált kvázi-paradoxon feloldása az, hogy a gravitációs erő munkavégzését az itt leírtak szerint korrekt módon helyettesítsük be:

$$m\,g\,h + m\boldsymbol{u}\,(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1) = \frac{1}{2}\,m(\boldsymbol{v}_2 + \boldsymbol{u})^2 - \frac{1}{2}\,m(\boldsymbol{v}_1 + \boldsymbol{u})^2.$$

A tömeget időlegesen elhagyva az egyenletből:

$$2\,g\,h + 2\boldsymbol{u}\,(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1) = (\boldsymbol{v}_2 + \boldsymbol{u})^2 - (\boldsymbol{v}_1 + \boldsymbol{u})^2,$$

majd a zárójeleket felbontva

$$2\,g\,h + 2\boldsymbol{u}\,\boldsymbol{v}_2 - 2\boldsymbol{u}\,\boldsymbol{v}_1 =$$

$$= \boldsymbol{v}_2^2 + 2\boldsymbol{u}\,\boldsymbol{v}_2 + \boldsymbol{u}^2 - \boldsymbol{v}_1^2 - 2\boldsymbol{u}\,\boldsymbol{v}_1 - \boldsymbol{u}^2,$$

egyszerűsítve

$$2\,g\,h = \boldsymbol{v}_2^2 - \boldsymbol{v}_1^2,$$

majd visszaírva a tömeget:

$$m\,g\,h = \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_2^2 - \frac{1}{2}\,m\boldsymbol{v}_1^2.$$

Teljes egyezésben az elvárt eredménnyel.

Tekintsünk most egy szabadon eső testet, és vizsgáljuk meg egyenletes $-\boldsymbol{u}$ sebességvektorral (tehát jobbról balra) haladó vonathoz rögzített vonatkoztatási rendszerből. Az $m\boldsymbol{u}\,(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1)$ skaláris szorzat vízszintesen haladó megfigyelő és függőlegesen zuhanó test esetében nulla járulékot ad az $\boldsymbol{u}$ és a $(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1)$ vektorok egymásra való merőlegessége miatt, és ilyenkor megkapjuk a jó megoldást, semmi probléma sem látszik. Ha azonban a lejtőn lecsúszó tömegpontra alkalmazzuk a munkatételt, amikor a skaláris szorzat nem esik ki, mivel az érintett vektorok nem merőlegesek egymásra, akkor a csak gravitációs magasságkülönbségek figyelembe vétele alapján elvégzett számítás rossz eredményre vezet.

AKIRŐL A 250526 STEINERZSUZSANNA PO42 KISBOLYGÓ A NEVÉT KAPTA: LANG JÁNOSNÉ (1927–2012)

Azt hiszem, kevesen mondhatják el, hogy édesanyjuk emléke egy kisbolygó formájában ott kering a Nap körül, velünk együtt. Én ezen kevesek egyike vagyok, ami egyrészt édesanyám, *Lang Jánosné* – többezer egykori diákjának Zsuzsa néni – tanári személyiségének, másrészt hálás tanítványának, a csillagász *Szalai Tamásnak* köszönhető, aki – az említett kisbolygó társfelfedezőjeként – javasolta, hogy kedves fizikatanárnőjéről legyen az égitest elnevezve.

Ha az évszámokra pillantunk, láthatjuk, hogy idén viszonylag kerek évfordulók vannak: édesanyám 95 éves lenne, illetve 10 éve annak, hogy eltávozott közülünk. Öt év múlva ugyan még kerekebb jubileum adódik, de a mai világban nem kockáztatok: ki tudja, mi jöhet még a világjárvány és a szomszéd országban zajló háború után – így nyugodt lelkiismerettel tekintek a következő évek elé.

A kedves Olvasó a bevezetőben említett „többezer diák”-ot első olvasásra túlzásnak találhatja, de édesanyám két embernek való életet élt le: az elsőt Szegeden, a másodikat Sopronban, szülővárosában, ahova már nyugdíjasként tért vissza. Azonban 77 éves koráig olyan aktivitással dolgozott, hogy én magam is megirigyelhettem volna. A hihetetlenül sok munkával eltöltött évek nem maradtak jutalom nélkül: 7 díjat kapott „Az oktatásügy kiváló dolgozójá”-tól kezdve a Rátz Tanár Úr Életműdíjig. Ez utóbbira én terjesztettem fel, sok-sok ajánlóval életének minden korszakából, akik első kérésemre felsorakoztak mellém. (2006-ban még más rendszer volt a felterjesztésre.) A díj átvétele után több helyről kérték, hogy írjon magáról. Ezeket az anyagokat ötvöztem össze ebben a megemlékezésben.

„1927. szeptember 9-én születtem Sopronban. Édesanyám (*Steiger Anna*) és édesapám (*Steiner Ferenc*) szintén soproni születésűek voltak. Édesanyám nem volt állásban, de persze otthon rengeteget dolgozott. Édesapám tisztviselőként keveset keresett, így viszonylag szegényen éltünk. Ketten voltunk testvérek, öcsém négy évvel volt fiatalabb nálam.

Nagyon szép gyermekkorom volt, a szüleink nagyon szerettek bennünket. A közösen megtett sok kirándulás Sopron városának, óriási erdőségeinek tisztelőjévé és rajongójává tett; nem beszélve a Fertő tóról, amely szintén szülőföldem közelében van. Azért szólok – az evangélikus templommal együtt – Sopronról, mert *Rátz* tanár úr is Sopronban született, a soproni evangélikus temetőben alussza örök álmát. Az említett helyek az ő fiatalkorát is idézik.

Sopronban, az Evangélikus Tanítóképző gyakorlóiskolában jártam ki a 4 elemit. Nagyon szerettem itt tanulni, megtetszett a fiatal, gyakorló tanárok munkája, valójában itt határoztam el azt, hogy ha megnövök, én is tanár leszek. Nem is tudtam mást elképzelni, pedig a családunkban addig még nem volt erre példa.

Kitűnő érettségi bizonyítványomat a Soproni Állami Leánygimnáziumban kaptam. Ezután a soproni Szent Orsolyita rend V., tanítóképzős osztályát elvégezve 1947-ben jeles tanítói oklevelet nyertem. Ebben az iskolában – több pedagógiai tantárgy lévén – általános módszertani ismeretekre tettem szert, így későbbi munkámhoz jó alapokat kaptam, például: figyelem = fegyelem. Vagyis, ha lekötjük a tanuló figyelmét, nem kell fegyelmezési problémákkal bajlódni.

Gimnáziumi tanáraim közül többen is a Szegedi Tudományegyetemen végeztek, így én is ide jelentkeztem 1947-ben. Szüleim nem tudtak anyagilag támogatni, így aztán magamat kellett eltartanom, amit tanítással, korrepetálással sikerült megoldanom. Szerencsére az egyetem már 3. éves koromban „beszippantott”: a Matematika tanszékről *Kalmár László,* a híres matematikus, a Fizika tanszékről pedig *Fröhlich Pál* fizikaprofesszor kért fel arra, hogy demonstrátorként dolgozzak náluk. Én a fizikát választottam, mivel a tanszéken dolgozott egy *Lang János* nevű fiatal tanársegéd… Hamarosan én is tanársegéd lettem – még a diploma megszerzése előtt. Diplomámat a Szegedi Tudományegyetemen matematika–fizika–ábrázoló geometria szakon szereztem.”

1954 szeptemberében lépett be a szegedi Tömörkény István Gimnázium és Művészeti Szakközépiskola kapuján, és ezt az épületet csak több, mint 30 évi tanítás után, 1986-ban hagyta el. Ezalatt a hosszú idő alatt évenként tucatnyi diák tett sikeres felvételit az orvosi, illetve műszaki egyetemekre, de sokan választották javaslatára a fizikatanári pályát is. Az 1970-es évek elején jelent meg *Programozott oktatás* címmel egy oktatási segédanyag *Diós József* – Lang Jánosné szerzőpáros tollából. Ez egy Magyarországon akkor még kevésbé ismert, új ismeretanyag-feldolgozási módszert taglalt, amelyet természetesen a gimnázium osztályaiban ki is próbáltak.

Az 1960-as évek közepén kinevezték Csongrád megye egyik szakfelügyelőjének, ezt a tisztséget 1985-ig, nyugdíjba vonulásáig töltötte be. Ezen idő alatt jaj volt a hanyag, lusta fizikatanároknak, mert pontosan olyan jellemzést kaptak az óralátogatás után, amilyet megérdemeltek. A másik oldalról viszont a kezdőknek és a lelkes, de olykor bizonytalan kollégáknak biztos támpont volt.


A Rátz Tanár Úr Életműdíj átvételekor az Akadémián az ajánlók egy csoportjával.

Reggelente hétre ment be az iskolába – vagy kísérletet készített elő (többnyire a kollégáknak is), vagy mérési gyakorlatot tartott (régi szép idők, amikor még ez is belefért az óraszámba…) – és este hét-nyolc körül ért haza. Ha látni akartam, akkor bementem elé az iskolába, beültem a szakkörre és próbáltam olyan okosan nézni a táblán sorakozó képleteket, amennyire ez egy 10 éves gyerektől telik.

A helyzet csak egy kicsit súlyosbodott 1974-ben, amikortól kezdve édesanyám visszatért az egyetemre is, ahol megbízott adjunktusként szakmetodikai feladatokat látott el a Kísérleti Fizika Tanszéken. Ennek keretében szakmódszertani előadásokat tartott a hallgatóknak, számolási, majd később laborgyakorlatokat vezetett nekik. A laborgyakorlatok az ő javaslatára kerültek be a tanárszakos hallgatók tanrendjébe. Ezeken az órákon ismerkedhettek meg azokkal az eszközökkel, amelyek – szerencsés esetben – leendő munkahelyük fizikaszertárában várta őket.

Szakmailag mindig naprakész volt. A *Fizikai Szemlét* rendszeresen olvasta és akkoriban Középiskolai Fizikatanári Ankét is elképzelhetlen volt nélküle. A nyári szünetből is áldozott időt szakmai továbbképzésre, részt vett a Nyári Egyetemeken, sokszor előadást is tartott ezeken. Amikor az 1980-as években a fizikatanítás reformon ment keresztül, ezt maximálisan támogatta, bár nem minden mozzanatával értett egyet. A hőtan egészen új megközelítésben került terítékre, illetve a modern fizikát sokkal mélyebben tárgyalta, hogy a statisztikus fizikáról ne is beszéljünk – szóval főtt rendesen a fizikatanárok feje abban az időben. Ezt látva, továbbképzéseket szervezett a kollégáknak, ahol megpróbálta közelebb hozni hozzájuk az „új” fizikát. Az új tankönyvek is sok kritikát kaptak, főleg a mechanikát tárgyaló másodikos könyv. Ezért a Tankönyvkiadó *Papp Katalin* kolléganővel együtt felkérte egy javított változat megírására. Ez a könyv végül is nem készült el, mert több hónapi kemény munka után az akkor monopolhelyzetben lévő Tankönyvkiadó visszavonta a megbízást.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak újjáalakulása után szinte rögtön tagja lett, a 42-es sorszámú tagkönyvvel rendelkezett. Itt is rengeteg társadalmi munkát vállalt, az 1980-as években a Társulat egyik alelnökeként tevékenykedett. Mivel édesapám a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége Csongrád megyei Csoportjának volt a főtitkára hosszú éveken át, a Társulat szinte családtagként volt jelen nálunk.

Az eddig leírtak ismeretében érthető lehet aggodalmam, amikor lassan diplomaközelbe értem: hogyan fogok én Lang névvel Szegeden fizikatanár lenni? Végül is arra jutottam, hogy elkerülendő az állandó kérdezősködéseket és összehasonlítgatásokat, legjobb lesz, ha nagyszüleim városában, Sopronban keresek állást. E döntésemnek édesanyám annyira megörült, hogy elkísért állást keresni. A sors először a Széchenyi István Gimnáziumba vezérelt bennünket. Itt az igazgatóhelyettes régi ismerősként üdvözölte édesanyámat, mert – nahát, milyen kicsi is a világ – Szegeden, az egyetemen számolási gyakorlatot vezetett neki. Öröme csak kicsit hagyott alább, amikor kiderült, hogy nem magának szeretne állást, hanem nekem. Végül is 1987 szeptemberétől ebben az iskolában tanítottam 31 évig, amiben – attól tartok –, mégis csak lehetett némi szerepe a nevemnek…

Mivel 1985-ben nyugdíjba ment, ezért ekkor már „szabad” emberként édesanyám úgy határozott, ő is visszaköltözik szülővárosába. (Édesapám később jött utánunk, tekintve, hogy akkoriban a nők jóval fiatalabban mehettek nyugdíjba.) Én úgy gondoltam, hogy megérdemelt pihenését fogja itt tölteni. Ám legnagyobb megdöbbenésemre az állásvadászat tovább folytatódott, de most már valóban magának keresett helyet. Az első lehetőség a Róth Gyula Erdészeti Szakközépiskolában adódott, de csak egy félévre. Februárban még nem nagyon lehet válogatni az állások között, ezért elfogadta azt, ami elsőként jött: egy Sopron melletti kis falu, Ágfalva általános iskolája keresett matematika–kémia szakos tanárt. Ettől kezdve naponta buszozott ki ide, hogy a legkevésbé sem motivált falusi lurkók fejébe próbáljon valami kis értelmet és intelligenciát csepegtetni. Egy ekkora színvonalváltástól én személy szerint depresszióba esnék. Ő azonban nevetve mesélte a „rémtörténeteket": az egyszer egy némelyiküknél még hetedikben is kettő. Később a technika tantárgyat is „megörökölte".

Nagyon szeretett itt, de mégis magától értetődően adta át helyét a felbukkanó fiatalabb kollégának. Ezen idő tájt már felvételi előkészítőket tartott a Berzsenyi Dániel Gimnáziumban, ahova *Nagy Márton* tanár úr ajánlotta be. Ő jól ismerte az Ankétokról és a Társulatból, mondhatni ő hozta a hírét ide Sopronba. Azonban édesanyám sokat tett azért, hogy neve az országnak ezen pontján is fogalom legyen. Ágfalva után következett egy másik kis közeli falu, Harka általános iskolája. Én persze cukkoltam, hogy legközelebb egy óvodában fog kikötni, de nagyot tévedtem: a Berzsenyi Gimnáziumban teljes óraszámú állást ajánlottak fel neki. Ez később heti 40 órára növekedett, a levelezők óráival. Ismét visszatértek azok az idők, hogy ha látni akartam, akkor átballagtam a két rivális gimit elválasztó téren, és bekukkantottam a szakkörre. (Csak akkor már kicsit értelmesebben tudtam nézni a táblát!)

Abban az időszakban a Berzsenyi Gimnázium életében több változás is bekövetkezett. Ezek közül a legfontosabb, hogy ismét evangélikus líceumként működhetett (és működhet), mint fennállásának többszáz évében. Emellett német nemzetiségi osztályt is akkor indított az iskola először. Az újonnan kinevezett igazgató sokat köszönhetett édesanyámnak, aki mindenben támogatta, legyen szó szakmai kérdésekről, mint például a német nyelvű fizika és matematika tantárgy kidolgozása, vagy pedig iskolai evangélikus alkalmakon való részvétel. Újraszervezte a Luther Szövetséget Sopronban – ez a szervezet az evangélikus pedagógusokat fogja össze. Ennek „nemlelkészi" vezetőjeként gondoskodott arról, hogy minden hónapban legyen az összejöveteleknek egy témája, általában meghívott előadókkal. Ő maga is tartott előadást, például a harangöntésről! Nyaranta pedig egyhetes tanulmányutakat szervezett, például a „reformáció földjére".

A terem előtt, ahol több, mint 30 évig tartott fizikaórákat – első tanítványaival.

De mit írnak erről az időszakról az egykori diákok?

„…a szertár volt Zsuzsa néni birodalma, a Tudomány Szentélye. Ide zsúfolódtunk össze, itt lettünk beavatottjai egy-egy világot megrendítő kísérletnek, itt ismertük meg a táblai képleteken túl, mi-miért, hogyan van, történik világunkban. Hetente 3-szor(!!) mindig szakkör volt, itt felváltva a táblánál több feladatgyűjteményt oldottunk meg; ezek az esték rendkívül sokat jelentettek mindenkinek. Én különösen sokat köszönhetek neki; az ő segítségével sikerült olyan pályázatot írni, mely díjnyertes lett, és a díjat az Akadémián vehettem át…"

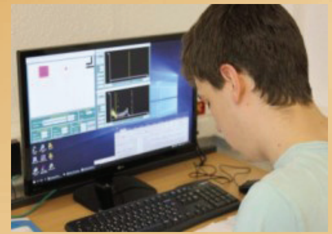
„A Líceum egy informatikai pályázaton jelentős összeget nyert, amelyből nagyon színvonalas eszközökkel tudtuk fizikaszertárunkat bővíteni (a Leybold cégtől). Az eszközök kiválasztásában nagy szerepe volt Zsuzsa néninek. Diákjai számítógépes ismeretének és az ő nagy tapasztalatának köszönhetően számos előadást láthattunk, amelyen az új eszközöket mutatta be (például katódsugárcsövek, mikrohullámok, Wilson-féle ködkamra, radioaktivitás stb.). Levelező tagozaton is tanított, ahol sokan fáradhatatlan munkájának köszönhetik az érettségijüket."

Ő maga így emlékezett erről az időszakról: „A fent említett feladatok mellett a Líceumban felnőtt levelezős osztályok osztályfőnöke is voltam. Utolsó osztályom 2004-ben érettségizett, s így velük együtt én is »elballagtam«… Azóta otthon tanítok. Naponta délután 2-től este 9-ig, vagy 3-tól 8-ig… ahogy jönnek a gyerekek. Tizen-tizenöten. Nagyon különbözőek a képességei, különbözőek a céljaik. Van köztük olyan 12-ikes, aki emelt szintű fizikaérettségire készül, de van olyan is, aki haszontalan, kettes tanuló. Pedig nagyon szeretném, ha mindegyiküknek sikerülne kiváló eredményeket elérni. Egy jó dolgozatnak jobban örülök, mint ők maguk. Szeretek tanítani, és amíg bírom magam, amíg tudok gondolkodni és beszélni, nem is akarom abbahagyni."

Édesanyám emlékét a Tömörkény István Gimnázium is méltó módon őrzi: a felújítás után a fizika tantermet róla nevezték el. Nem tipikus, hogy a névadó részt vesz egy ilyen ünnepségen, de esetében így történt, mert erre még életében sor került. Ezúton is köszönet illeti az akkori szervezőket, akik úgy gondolták, hogy ezt az örömet nem veszik el tőle.

Lang Ágota

Országos Szilárd Leó Fizikaverseny



A XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny meghirdetése

Az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny célja a fizika – és ezen belül is a nukleáris és a modern fizika – iránt érdeklődő tehetséges tanulók felfedezése.

A Magyar Nukleáris Társaság, a paksi Energetikai Technikum és Kollégium, a Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, valamint a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Nukleáris Technikai Intézete meghirdeti a XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt.

Nevezhetnek a határon innen és túl magyar nyelven fizikát tanuló, középfokú oktatásban résztvevő diákok iskolái a **Jelentkezési Lap** kitöltésével és e-mailen történő elküldésével a **sukosd@reak.bme.hu** címre. A versenyen történő részvétel részletes feltételei megtalálhatók a Verseny honlapján: **http://www.szilardverseny.hu/országos-verseny/verseny-meghirdetese. Jelentkezési lap** letölthető: **http://sukjaro.eu/SzilardVerseny/JelentkezesiLap.xlsx**

Nevezési díj nincs, a nevezés határideje: 2023. január 15.

Az első forduló időpontja: **2023. február 20., 14:00–17:00,**
helyszíne: a benevezettek iskolája.

A második (döntő) forduló időpontja: **2023. április 21–23.**
(péntek déltől vasárnap délig),
helyszíne: Paks, Energetikai Technikum és Kollégium

A döntőbe az első fordulóban legjobb eredményt elért húsz Szenior (I.), és tíz Junior (II.) **kategóriájú tanulót** hívja be a Versenybizottság. A Verseny honlapja – **http://www.szilardverseny.hu** – tartalmazza a kategóriák meghatározását, segítséget a felkészüléshez és a díjazást.

A verseny mindkét fordulójában **10-10 elméleti feladatot** kell a versenyzőknek megoldani. A döntőben ezen kívül még **kísérleti és számítógépes szimulációs feladatot** is kapnak a versenyzők.

A döntőbe jutott versenyzők helyezésüknek megfelelően értékes jutalmakat kapnak. Információnk szerint a **BME felvételi többletpontokat** ad a Szenior kategória első 10 helyezettjének a 2024-től induló új felvételi rendszerben (de reméljük, hogy ezt más egyetemek is követik majd).

Várjuk a kihívást vállaló, tehetséges fiatalok jelentkezését!

A Versenybizottság nevében

Dr. Sükösd Csaba, a BME c. egy. tanára,
a Versenybizottság vezetője

Emberi Erőforrások Minisztériuma

Nemzeti Tehetség Program