

es) stabil részecskenyalábok alkalmazásával a jövőben lehetőség nyílik a *gerjesztési függvények és mag szerkezet részletes vizsgálatára*, új izotópok felfedezésére. Lendületet adhat a vizsgálatoknak radioaktív bombázó nyalábok alkalmazása is. Ezek intenzitása ugyan kisebb, mint a stabil nyaláboké, de lehetővé teszi az $N = 184$ neutronhéj megközelítését a $Z \sim 116$ -nál könnyebb elemeknél is.

A stabilitási sziget közelében a felezési idők viszonylag nagyok (a számítások szerint μs -tól évekig terjedhet), ami lehetőséget ad a *legkülönbözőbb kísérleti módszerek* alkalmazására. Elkezdődhetnek a *precíziós tömegmérések ioncsapdáknban, magnyomatékmérések* (pl. hasadó izomereknel), folytathatók a kémiai és atomfizikai kutatások. Kívánatos lenne, hogy a ^{108}Hs feletti elemeket is el lehessen helyezni a periódusos rendszerben kémiai tulajdonságaik alapján.

Összefoglalás

A ^{48}Ca + aktinida fúziós – párolgási reakció segítségével már a $Z = 114, 115, 116$ és 118 rendszámú elemek izotópjait is sikerült szintetizálni. A $Z = 114$ rend-

szám és $N = 184$ neutronszám körül fellépő (al)héjlezáródások megnövelik a szupernehéz atommagok stabilitását.

A bombázó nehézionnyalábok intenzitásának növelésével remény van arra, hogy a szupernehéz atommagoknál is lehessen precíziós tömeg-, magnyomaték- és magspektroszkópiai méréseket végezni.

A stabilitási sziget közelében az izotópok nagy felezési ideje már atomfizikai és kémiai vizsgálatokat is lehetővé tesz.

Irodalom

1. Fényes T. (szerk.): *Atommagfizika*. Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen, 2005.
2. Münzenberg G. és mts., *Nucl. Instr. Meth.* 161 (1979) 65. Hofmann S., *GSI Preprint – 98–16* (1998)
3. Hofmann S. és mts., *Z. Phys. A* 354 (1996) 229.
4. Hofmann S., Münzenberg G., Schädel M., *Nucl. Phys. News* 14 (2004) No. 4, 5.
5. Oganessian Yu. Ts. és mts., *CERN Cour.* (2001) October, 25.
6. Cwiok S., Nazarewicz W., Heenen P. H., *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 1108. Smolanczuk R., *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4705.
7. Julin R., Dendooven P., *Nucl. Phys. News* 10 (2000) No. 3, 4.
8. Herzberg R.-D. és mts., *Nature* (2006) 896.
9. Leino M., Hessberger F. P., *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 54 (2004) 175.

AZ ELTŰNT SZIMMETRIA NYOMÁBAN

– a 2008. évi fizikai Nobel-díj

Trócsányi Zoltán
Debreceni Egyetem és MTA ATOMKI

*Vegyítsed ennyvel, vagy kőporban főzd,
Bocsásd rá sáskák falánk badát,
Fő elv lebegjen szemed előtt
Ne bontsd meg a szimmetriát!*

Lewis Carroll

Szimmetria a szépség alapja

A Lewis Carrolltól származó idézet mutatja, hogy életünkben lényeges szerepet játszanak a szimmetriák. Klasszikus építészek például szimmetrikus épületeket kedveltek tervezni. Nem véletlenül: a szimmetrikus alakzatokat szépnek látjuk. Például a szépségkirálynők arca szinte tökéletes jobb-bal (tükrözés-) szimmetriát mutat, az aszimmetrikus arcokat pedig nem találjuk szépnek (*1. ábra*). A szimmetrikus alakot tökéletesebbnek gondoljuk, leírásuk egyszerűbb, könnyebben megjegyezhető, mint a kevésbé szimmetrikusé. Például a gömb nagyfokú térbeli szimmetriával rendelkezik, meghatározásához egyetlen adat, a sugara elegendő.

1. ábra. Az aszimmetrikus arcból (középen) képzett szimmetrikus arcok (balra és jobbra) harmonikusabb, szebb benyomást keltenek, mint az eredeti.



Szimmetria a fizikában

A fizika fejlődése szempontjából lényeges felismerés volt, hogy sok jelenség szimmetrikus valamilyen értelemben, ami erősen megszorítja a jelenséget leíró elmélet alakját. Például, ha filmre vesszük két golyó rugalmas ütközését, majd visszafelé lejátszuk, akkor semmi különös nem vesszünk észre, ami azt jelenti, hogy a ru-

galmas ütközésekről szóló emlékeink szerint az időben megfordított ütközés éppen úgy valódinak tűnik, mint az eredeti. Az ütközést leíró törvények változatlanok maradnak az idő megfordításakor (időtűkrözés, jele T). Ennek következménye, hogy a két golyó rugalmas ütközését leíró elméletben csak az idő szerinti páros derivált szerepelhet. A Newton-elmélet ezek közül a legegyszerűbbet (az idő szerinti második deriváltat) választja – sikeresen. Az időtükrözés diszkrét transzformáció. Kétszer egymás után alkalmazva az eredeti időirány áll elő, $T^2 = 1$. Hozzá hasonló a tértűkrözés (jele P , $P^2 = 1$). Léteznek folytonos transzformációk is. Például a Newton-elmélet (időtől nem függő kölcsönhatás esetén) az időt csak deriváltként tartalmazza, ezért az időeltolás esetén sem változik, az események ugyanúgy játszódnak le az eltolt időben is. *Emmy Noether* vette észre, hogy minden folytonos szimmetriához megmaradó mennyiség tartozik. Például térbeli eltolások a Newton-egyenletet nem változtatják meg – az ehhez tartozó megmaradó mennyiség a lendület –, míg a térbeli forgatásokkal szembeni szimmetria következménye a perdület megmaradása. Konzervatív erők esetén a Newton-egyenlet időeltolás esetén sem változik, aminek következménye a mechanikai energia megmaradása. *Hendrik Lorentz* (Nobel-díj 1902) vette észre, hogy az elektromosság Maxwell-féle elmélete a tér-idő másfajta (Lorentz) transzformációja esetén is változatlan marad, majd *Henri Poincaré* francia matematikus megmutatta, hogy a tér-idő felsorolt folytonos transzformációi csoportot alkotnak (Poincaré-csoport).

Szimmetria a részecskefizikában¹

A részecskefizika tárgya az anyag alapvető kölcsönhatásainak tanulmányozása. Az említett tér-idő transzformációkkal szembeni szimmetriák erősen megszorítják az elméletek alakját. A négy alapvető kölcsönhatás matematikai leírása szempontjából azonban döntő jelentőségűnek bizonyult *Hermann Weyl* felismerése, hogy az elektron elektromosságának elmélete olyan szimmetriát mutat, amely nem köthető a tér, vagy az idő transzformációjához. Azt már *Weyl* előtt is tudták, hogy az elmélet változatlan marad, ha az elektronmező fázisát a tér minden pontjában ugyanannak, de szabadon választjuk meg. Felfogható ez is egyfajta forgásszimmetriának, amelynek a szimmetriacsoportja a kétdimenziós forgatások csoportja, csak ez alkalommal a forgatás egy kétdimenziós vektoron hat, amelynek összetevői az elektronmező valós és képzetes része. Az ilyen, nem a tér-idő transzformációjához, hanem egy fizikai mező transzformációjához köthető szimmetriát belső szimmetriának nevezik. *Noether tétele* szerint a *belyől nem függő (globális) belső transzformációval szembeni szimmetria is megmaradó mennyiséghez* – az elektron esetében az elektromos töltés megmaradásához – kapcsolható.

¹ Például *Patkós András* és *Horváth Dezső* írtak a *Szemlében* a szimmetria szerepéről a részecskefizikában [1, 2].

Weyl – saját korában nem kellően értékelt – felfedezése az volt, hogy amennyiben feltételezzük, hogy a belső szimmetria lokális, úgynevezett mértékszimmetria – például az elektronmező fázisa a tér-idő minden pontjában szabadon választható meg –, akkor az elméletben megjelenik egy másik fizikai mező, a *mértékmező*, amely a részecskék közötti kölcsönhatást közvetíti. Például az elektron esetén a mértékmező az elektromágneses mezővel azonosítható. Ilyen módon a lokális szimmetria egy teljes, az elektron és az elektromágneses mező kölcsönhatását leíró elméletet, az elektrodinamikát eredményezi. A szabad fázisválasztás egységnyi hosszú komplex számmal ($e^{i\varphi}$) való szorzást jelent, ahol a φ fázis a hely függvénye. Az ilyen szorzások unitér csoportot alkotnak.² A csoportelemek felcserélhetőek, ezért a csoport Abel-féle, és az elektrodinamika ábeli mértékelmélet.

A mértékszimmetriánál szebb, gazdaságosabb (kinek-kinek ízlése szerint) elméletépítés nem képzelhető el. Kiindulunk valamely anyagmezőből, feltételezzük, hogy az elmélet mértékszimmetrikus valamely unitér csoport elemeinek transzformációjával szemben, és máris egy teljes, anyag és mértékmező dinamikus kölcsönhatását leíró elméletet kapunk. Ráadásul az ilyen elméletek könnyen, és matematikailag értelmesen kvantálhatók. A kvantálás után kvantummezőelméletet kapunk. A négy alapvető kölcsönhatás közül hármát (az erős, valamint az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatásokat egyesítő elektroyenge kölcsönhatást) kvantummezőelméletben ír le a részecskefizika Standard modellje. Az elmélet részletei az irodalomban sok helyen megtalálhatók. Rövid összefoglalást ad például a [3] cikk.

A mértékelméletre alapuló Standard modell a mérési adatok nagy pontosságú leírását szolgáltatja. Az elektron-pozitron ütközésekben mérhető mennyiségeknek a Standard modellel számolt, valamint a Nagy Elektron-Pozitron gyorsítónál (LEP) mért értékei közötti egyezés rendkívül meggyőző, ami a Standard modell fizikai helyességét sugallja. A Standard modell szimmetriája azonban közvetlenül nem tapasztalható a valóságban. Tömeggel rendelkező részecskéket leíró elmélet ugyanis nem rendelkezhet a Standard modell szimmetriájával, a tapasztalat szerint azonban az összes anyagmező, továbbá a mértékmezők elemi gerjesztései közül három tömeggel rendelkezik. A mai részecskefizika legfontosabb válaszra váró kérdése, hogy hogyan marad rejtve az elektroyenge szimmetria, amit úgy is szoktak fogalmazni, „honnan nyerik az elemi részecskék tömegüket?”

Spontán szimmetriasértés

A helyzet meglehetősen ellentmondásos. Egyrészt van egy szimmetriára alapuló modell, amellyel nagy pontossággal lehet mérhető mennyiségekre becslést tenni, és az elméleti számítások igen jól egyeznek a kí-

² Unitér transzformációkról rövid összefoglaló található a [3]-ban.



2. ábra. Labilis egyensúlyi helyzetben lévő ceruza forgásszimmetrikus állapota (balra) és a szimmetriát spontán sértő feldőlő ceruza (jobbra).

sérletileg mért értékekkel. Ilyen helyzetben magabiztosan azt szoktuk mondani, hogy az elméleti leírásunk helyes. Másrészt azonban a megfigyelhető részecskék fizikai tulajdonságai egyértelműen sértik a feltételezett szimmetriát, tehát a szimmetriaelvre alapuló leírás nem lehet helyes. Vagy mégis?

A következő részben találkozunk majd olyan jelenséggel, amikor az elmélet valamely transzformáció esetén remélt szimmetriát sért. Az ilyet nevezik dinamikai szimmetriasértésnek. A mértékszimmetria dinamikai sértése azonban (itt nem részletezendő) súlyos elvi problémákat vet fel. Létezik azonban a természetben olyan jelenség is, amikor a természeti törvények szimmetriáját a megfigyelhető jelenségek nem tükrözik. Például egy hegyére állított ceruza forgásszimmetrikus környezetben forgásszimmetrikus egyensúlyi helyzetben van, amely azonban nem marad tartósan fenn (labilis). Bármilyen piciny hatás ki tudja téríteni az egyensúlyi helyzetből és feldől, aminek eredményeként egy olyan alacsonyabb energiájú állapotba kerül, amely az eredetileg meglévő forgásszimmetriát sérti. Ha a ceruza látható külső beavatkozás nélkül feldől, akkor a feldőlő állapotban a *szimmetria spontán sérül* (2. ábra).

A spontán szimmetriasértés gyakori jelenség a természetben. Például egy kör alakú terített asztalon egy tányérhoz tartozhat akár a jobbra, akár a balra elhelyezett pohár. Ezt a szimmetriát vagy egyezség alapján sértik meg az asztalnál ülők, vagy valaki spontán módon. Spontán szimmetriasértés hatására nem a rendszer dinamikáját leíró elmélet szimmetriája sérül, csupán a rendszer legalacsonyabb energiájú állapota, az alapállapot sérti meg a szimmetriát.

3. ábra. Yoichiro Nambu, a 2008. évi fizikai Nobel-díj egyik kitüntetettje: „a szubatomi fizika spontán szimmetriasértésének felfedezéséért” kapta a díj felét.



A spontán szimmetriasértés jelenségét a szilárdtestfizikusok régóta ismerik. *Werner Heisenberg* (Nobel-díj 1932) 1928-ban segítségével értelmezte a ferromágnességet. Valamely mágnes atomjainak kölcsönhatását leíró elektromágnesség a tér háromdimenziós forgatásaival szemben szimmetrikus, azonban egy kritikus hőmérséklet alatt az atomok spinjei egy irányba állnak be, ami véges mágneses mezőt eredményez. A mágneses mező iránya sérti a forgásszimmetriát, de csak részben, a rá merőleges síkban történő kétdimenziós forgatásokkal szembeni szimmetria megmarad.

Hasonló fegyvert vetettek be – bár nem nevezték néven – 1956-ban *John Bardeen*, *Leon Cooper* és *Robert Schrieffer* (Nobel-díj 1972) a szupravezetés elméleti értelmezése érdekében. A szupravezető lényegében egy olyan anyag, amelyben az elektron fázisának szabad megválasztása spontán sérül, csak a fázis 180° -os változtatásával, azaz előjelének ellenkezőjére történő változtatásával szembeni szimmetria marad meg. Az ilyen spontán szimmetriasértés eredményeként páros számú elektron alapállapotú várható értéke nullánál nagyobb, míg egy elektron állapotának várható értéke nulla a szupravezetőben. A szupravezető összes különleges tulajdonsága – például a nulla elektromos ellenállás, a Meissner-hatás, a mágneses fluxus kvantáltsága egy vastag szupravezető gyűrűben – mind következik az elektron fázisválasztási szimmetriájának spontán sérüléséből.

A szupravezetés BCS-elmélete tényleg csak hasonló a spontán szimmetriasértéshez. Modelljünkben abból a feltevésből indultak ki, hogy elektronpárok tagjai csak akkor hatnak kölcsön, ha energiájuk egy bizonyos – Fermi-szintnek nevezett – értékhez közeli. Az olvasóban felmerülhet a kérdés, hogyan lehet egy közelítősen alapuló modellel pontosan eltűnő elektromos ellenállást megmagyarázni. A válasz az, hogy pontosan nem. Csak a szimmetriaelvre épülő modell képes pontos magyarázatot szolgáltatni.

Spontán szimmetriasértés a részecskefizikában

Annak ellenére, hogy a BCS-modell nem hangsúlyozta a spontán szimmetriasértés jelentőségét, mintegy ötven éve mégis ötletet szolgáltatott *Yoichiro Nambu*-nak (3. ábra), hogy a spontán szimmetriasértés szerepet játszhat a kvantum-mezőelméletekben. Történt ez akkor, amikor a kvantum-mezőelméletet szigorú matematikai alapokra helyezni kívánó kutatók csak olyan elmélettel foglalkoztak, amely esetén a mező alapállapota, az üres tér, csakis egyféle lehet! Spontán szimmetriasértés esetén az alapállapot mindig degenerált állapot. (Emlékeztetőül: a feldőlő ceruza végtelen sok irányba állhat, azaz alapállapota végtelenszer degenerált állapot.) *Amikor az alapállapot degenerált, akkor léteznek olyan elemi gerjesztések (részecskék), amelyek tömege nulla.* (A ceruza esetén ez annyit jelent, hogy a ceruza elforgatásához nincs szükség energiára.)

Nambu az atommagok béta-bomlásának elmélete kapcsán próbálkozott a spontán szimmetriasértéssel. Az atommagban található neutronnak protonná, elektronná és antineutrínóvá történő bomlásáért a magban fellépő kétféle áram felelős. Az egyik hasonló a szokásos elektromos áramhoz, amennyiben Lorentz-transzformációk esetén úgy viselkedik, mint egy vektor, ezért vektoráramnak nevezik. Ez az áram megmaradó áram, tehát ugyanúgy folytonos szimmetriához tartozik, mint a megmaradó elektromos áram. Már említettük, hogy az utóbbi az elektronmező globális fázisválasztási szimmetriájának következménye, az előbbi pedig a globális izospin szimmetriáé.

A másik áram az axiálvektor-áram.³ Vajon ez is megmaradó áram? Ha igen, akkor ez is folytonos szimmetria következménye. Ilyen szimmetriák lehetnének a királis (jobbkezes-balkéz) szimmetriák, azonban ezek következménye az lenne, hogy vagy a nukleonok tömege nulla – ami nem teljesül –, vagy léteznie kell három nulla tömegű és spinű részecskének, amelynek hullámfüggvénye tértükrözéskor előjelet vált – ami szintén nem teljesül a természetben. Ez a két lehetőség fizikailag annyit jelent, hogy ilyen szimmetria vagy nincs (ezért van a nukleonoknak tömegük), vagy pedig spontán sérül magában az üres térben (ezért kellene nulla tömegű részecskének léteznie) nem csak anyagban, mint a szupravezetés esetén.

A kiemelkedő kutatóknak két fontos tulajdonsága van. Egyrészt ragaszkodnak a tényekhez, másrészt nem ijednek meg tőlük. Bár Nambu korában is nyilvánvaló volt, hogy ilyen királis szimmetria nem létezhet, mégis feltette, hogy „közelítőleg” létezik, és spontán sérül az üres térben. Pontos szimmetria spontán sérülésekor nulla tömegű részecskének kell lenni. Nambu érvelése szerint közelítő királis szimmetria spontán sérülésekor a nulla spinű részecske tömege csak közelítőleg lesz nulla. Ezt a részecskét Nambu a pionnal azonosította.

Bár az idő nem igazolta Nambu modelljét, azonban övé volt az első bátor próbálkozás, hogy a spontán szimmetriasértést mezőelméleti nyelven is megfogalmazza. Nem sokkal később *Jeffrey Goldstone* további példákat mutatott a spontán szimmetriasértés mezőelméleti megfogalmazására, és arra, hogy ez mindig nulla tömegű részecskék létezését jelenti. Azóta ezeket a részecskéket (Nambu-) *Goldstone-bozonoknak* hívjuk.

Goldstone-bozont azonban nem sikerült találni a természetben, ami azt jelentette, hogy vagy nem létezik spontán szimmetriasértés a részecskefizikában, vagy valami kiutat kell találni. A kiútra *P. Higgs*, *G. Guralnik*, *R. Brout* és *F. Englert*, valamint *D. Hagen* és *T. Kibble* munkái vezettek, bár manapság leginkább csak Higgs-mechanizmusnak hívjuk. A Goldstone-bozonok megjelenése globális szimmetria spontán sérülésekor történik. A felsorolt kutatók megmutatták, hogyha lokális (mérték-) szimmetria sérül

³ Lorentz-transzformáció esetén az axiálvektor úgy változik, mint a vektor, azonban tértükrözéskor térszerű komponensei nem váltanak előjelet, míg a vektor térszerű komponensei igen.

spontán, akkor a Goldstone-bozonok longitudinális polarizációként hozzáadódnak a mértékelmélet mértékmezőinek két transzverzális polarizációs szabadsági fokához, amittől a szimmetrikus elméletben a nullatömegű mértékbozonok tömeget nyernek.⁴ (Képszerűen: a mértékbozonok megeszik a Goldstone-bozonokat, amittől tömegük lesz.)

Az előző szakaszt éppen azzal a problémával kezdtük, hogyan lehet egy mértékszimmetrikus elméletben a részecskének tömegük. Erre a Higgs-mechanizmus nagyon szép és gazdaságos – bár nem kizárólagos – lehetőséget nyújt. A jelenség lényegéről, és a hozzá kapcsolódó Higgs-részecske kereséséről korábbi cikkemben már olvashattak a *Szemle* olvasói [4], ezért itt tovább nem tárgyaljuk. Az LHC gyorsító üzembehelyezésével felfokozódtak a várakozások, hogy sikerül megfigyelni a Higgs-részecskét a laboratóriumban, ami bizony Nobel-díjas felfedezés lenne. Előtte azonban a Nobel-bizottság díjjal kívánta jutalmazni azt az elméleti munkásságot is, amely a spontán szimmetriasértés lehetőségét felvetette az elemi részecskék világában. Ezért kapta Nambu a 2008. évi fizikai Nobel-díj felét.

Diszkrét szimmetriák a részecskefizikában⁵

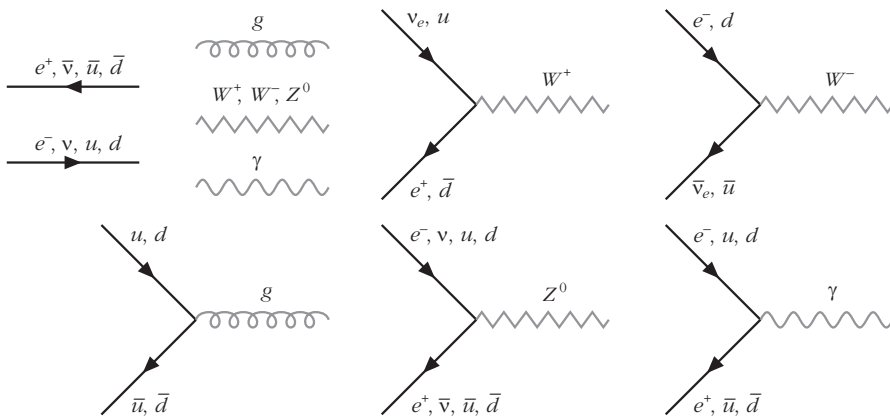
A részecskefizika fejlődésére döntő hatással volt a diszkrét szimmetriák vizsgálata is. Háromféle diszkrét szimmetriát ismerünk: a már említett idő- és tértükrözést, valamint a töltéstükrözést (jele C , $C^2 = 1$). A tértükrözés a térkoordinátákat ellenkező előjelűre változtatja, hatására egy részecske lendülete előjelet vált, spinje (sajátperdülte) azonban változatlan marad. Relativisztikus sebességgel mozgó fermionok ($\hbar/2$ spinű részecskék) állapotának jellemzéséhez jó kvantumszám a helicitás, ami lényegében a részecske spinjének a lendület irányába eső vetülete. Pozitív helicitású – „jobbkezes”, jele R – részecske spinjének és lendületének iránya egybeesik, míg a negatív helicitású – „balkéz”, jele L – ellentétes. Tértükrözés hatására a helicitás az ellenkezőjére változik: jobbkezesből balkéz lesz és viszont. A töltéstükrözés részecskéhez antirészecskét rendel. Egy részecske antirészecskéjének minden fizikai tulajdonsága ugyanaz, csak az elektromos töltése ellentétes.⁶

A részecskéket piciny golyóknak elképzelve, a newtoni mechanikán nevelkedve, úgy gondolhatjuk, hogy kölcsönhatásuk mind az idő, mind a tértükrözéssel szemben változatlan. Igen nagy volt hát a fizikusok meglepetése, amikor *Tsung-Dao Lee* és *Chen-Ning Yang* (Nobel-díj 1957) elméleti felveté-

⁴ A nulla tömegű részecske, mint a foton csak transzverzális polarizáltágú lehet. A tömeges vektorbozonoknak van longitudinális polarizációjuk is.

⁵ A diszkrét szimmetriákról érdemes elolvasni Horváth Dezsőnek a *Szemlében* a közelmúltban megjelent [5] cikkét.

⁶ Izgalmas, máig megválaszolatlan kérdés, hogy a semleges elemi részecskék, a neutrínók antirészecskéje vajon ugyanaz a részecske (Dirac-neutrínó), vagy sem (Majorana-neutrínó).



4. ábra. Részecskék terjedését és kölcsönhatását jelző vonalak és csomópontok Feynman-gráfokban (nem teljes minta).

sére C.S. Wu 1956-ban kimutatta, hogy a gyenge kölcsönhatásban a tértükrözési szimmetria sérül. Wu kísérletéről, valamint a Leon Lederman csoportja (Nobel-díj 1988) által végzett megerősítő kísérletről a közelmúltban részletesen olvashattak a Szemle olvasói [5].

Ledermanék kísérlete egyszerűbben kivitelezhető. Szénben megállított pozitív töltésű pionok antimüonná és neutrínóvá történő bomlását tanulmányozták. A pion spinje nulla, így a perdület megmaradása szerint a keletkező két részecske spinje ellentétes irányú. A lendületük is az, hiszen az álló pion lendülete is nulla. Ezek szerint mindkét bomlástermék vagy balkezes, vagy jobbkezes. Tapasztalatuk szerint az antimüon mindig balkezes volt (a neutrínót nem lehet észlelni, ezért spinállapotát sem lehet meghatározni). A tapasztalat tehát az, hogy a pozitív pion bomlásakor a jobbkezes neutrínó keletkezéséhez tartozó bomlási szélesség nulla, $\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R) = 0$, míg a balkezeséhez tartozó nagyobb, mint nulla, $\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) \neq 0$. A két folyamat tértükrözéssel egymásba vihető, $P(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) = (\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R)$, így a bomlási szélességek különbözősége a tértükrözés sérülését jelenti. A kísérlet negatív töltésű pionnal elvégezve a töltéstükrözési szimmetriát lehet ellenőrizni. Minthogy a töltéstükrözött folyamat, $C(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) = (\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_L)$, bomlási szélessége szintén nulla, $\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_L) = 0$, ezért tapasztalat szerint a gyenge kölcsönhatásban a töltéstükrözési szimmetria is sérül! Ugyanakkor az egyszerre töltés- és tértükrözött folyamat, $CP(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) = (\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_R)$, bomlási szélessége ugyanakkora, $\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) = \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_R)$, ami azt sugítja, hogy a gyenge kölcsönhatás megőrzi a CP-szimmetriát.

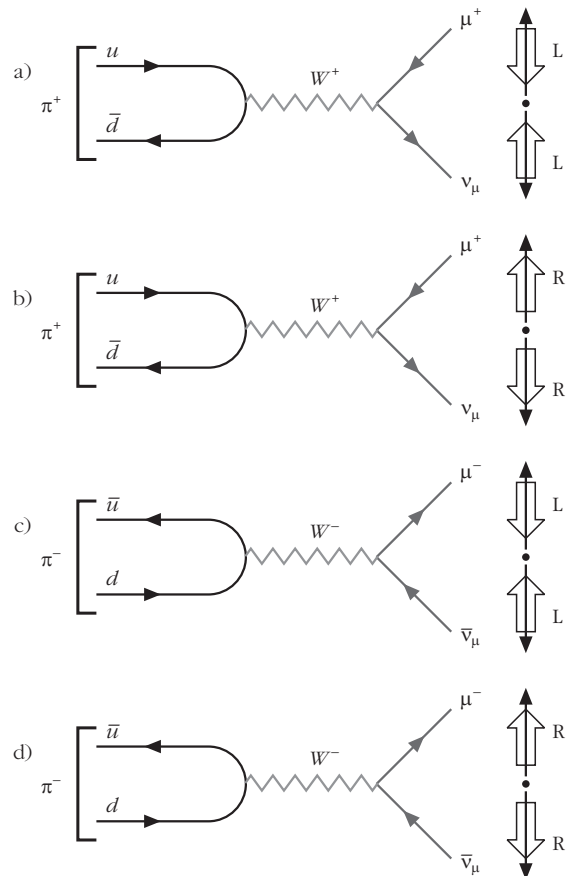
A részecskefizikai Standard modellnek létezik egy olyan megfogalmazása, amelyben a folyamatokat gráfokkal írjuk le. A modell építőkövei a fermionok (elektron, müon, tauon és neutrínók, u, d, s, c, t, b jelű kvarkok), amelyeknek egy irányított folytonos vonal felel meg. A gráfokat balról jobbra olvassuk. Fermionvonalak irányítása jobbra mutat, az antifermionoké balra. A fermionok közötti kölcsönhatást a mértékmezők elemi gerjesztései a \hbar spinű bozonok közvetítik. Ide tartozik az elektromágnességet közvetítő foton (γ), amelyet hullámos vonallal, a gyenge kölcsönha-

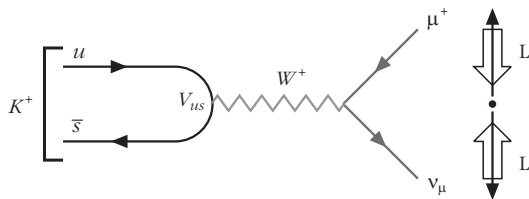
tást közvetítő töltött (W^\pm) és semleges (Z^0) bozon, amelyeket fűrészvonalal, és az erős kölcsönhatást közvetítő gluon (g), amelyet hurkolt vonallal jelölünk (4. ábra). A részecskék közötti kölcsönhatásnak egy pontban összefutó három vonal felel meg, két fermion- és egy bozonvonal. (Létezik olyan is amikor csak bozonvonalak futnak össze – ilyenkor lehet négy vonal is –, de ez érvelésünk szempontjából nem lesz lényeges.) Az összefutó fermionvonalak irányítása folyto-

nos (egy be- és egy kifutó vonal), tehát egy kölcsönhatásban egy fermion, egy antifermion és egy bozon vesz részt. A számunkra most érdekes néhány kölcsönhatást (szaknyelven *áramot*) mutat a 4. ábra. A W^\pm -hoz csatolódó áram töltött, a Z^0 -hoz, vagy fotonhoz, gluonhoz csatolódó áram semleges.

A Richard Feynmanról (Nobel-díj 1965) elnevezett gráfszabályok segítségével a pionbomlásos folyamatokat az 5. ábrán mutatjuk. A fenti érvelésünkből

5. ábra. Töltött pion bomlásai müonba és neutrínóba. Jobbkezes neutrínót és balkezes antineutrínót a természetben nem figyeltek meg, ezért a b) – az a) tértükrözött folyamata –, valamint a c) – az a) töltéstükrözött folyamata – bomlás valószínűsége nulla. A d) ábra mutatja a CP-tükrözött folyamatot, amelynek valószínűsége ugyanannyi, mint az a) ábrán látható eredetie.





6. ábra. Töltött kaon bomlása antimüonba és neutrínóba. A kaonhoz kapcsolódó töltött áramnál megjelenik a keveredést leíró $V_{us} = \sin\theta_C$.

kitűnik, hogy a diszkrét szimmetriák tanulmányozása szempontjából lényeges a részecskék lendületének és spinjének iránya is, ezért a szokásos Feynman-gráfokat kiegészítettük egy ábrával, amelyen a részecskék lendületének (vékony, hosszú nyíl) és spinjének (vastag, rövid nyíl) irányát mutatjuk. Említettük, hogy a pion bomlása előtt megállítjuk, tehát lendülete nulla (pont) és a spinje is az. A lendület és perdület megmaradása szerint a bomlástermékek teljes lendülete és spinje is nulla.

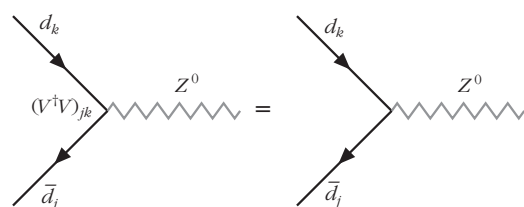
A gyenge kölcsönhatás elméletének születésekor ismert kísérleti tapasztalatok szerint a *töltött áramokban* résztvevő fermion-antifermion pár a következő párokból állhatott:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \text{ és } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}.$$

(A felső komponens elektromos töltése pontosan egy protontöltéssel nagyobb az alsó komponens töltésénél, így a töltött áramban szereplő mértékboxon töltése is egységnyi. Semleges áramban nyilván csak ugyanaz a fajta részecske-antirészecske pár szerepelhet.) Ekkor már tudták, hogy létezik egy harmadik, az u -nál és d -nél lényegesen nehezebb kvark is, amelyet s -sel jelöltek. Természetes feltevés volt, hogy ennek is van egy párja, a c -kvark, és a könnyű (elektron) és nehéz (műon) leptoncsaládnak megfelelően van egy könnyű (u , d) és egy nehéz (c , s) kvarkcsalád. Az elképzelés szép, azonban eleve tudták, hogy baj van vele.

Ismerték ugyanis a töltött kaont, amely egy u és egy anti- s kötött állapota, és elbomolhat a $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ folyamat szerint, tehát léteznie kell olyan töltött gyenge áramnak, amely egy u -t és egy anti- s -t csatol össze (6. ábra). Ez ellentmond a fenti elképzelésnek, amely csak u és d , valamint c és s közötti csatolást enged meg. Újfajta áramok bevezetése helyett *Nicola Cabbi-*

7. ábra. A semleges áramban szereplő két alsó kvarknál a keveredés együttes hatása olyan, mintha nem is lenne keveredés, ezért ha az eredeti elméletben nincs ízcserélő semleges áram, akkor a kevert állapotokat tartalmazóban sincs.



bo azt javasolta, hogy a töltött áramokban az eredeti d - és s -kvarkok keveréke szerepel:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \quad \begin{aligned} d' &= d \cos\theta_C + s \sin\theta_C \\ s' &= -d \sin\theta_C + s \cos\theta_C \end{aligned}$$

A θ_C keveredési szögét Cabbibo-szögnek nevezik. Így a q_1 és q_2 kvarkok töltött áramában az eredetihez képest megjelenik egy $V_{q_1 q_2}$ szorzótényező, ahol

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix},$$

a keveredést pedig röviden a

$$d'_i = \sum_{j=1}^n V_{ij} d_j$$

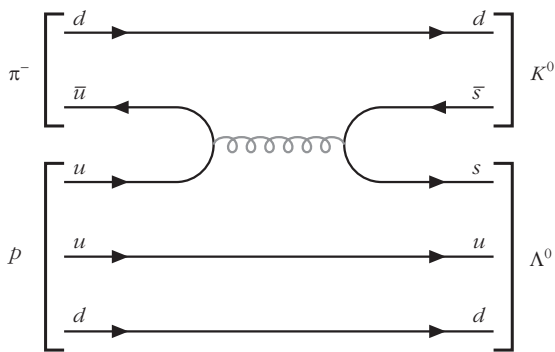
alakban írhatjuk, ahol d_j illetve d'_j jelölik az $n = 2$ darab eredeti, illetve kevert alsó kvarkállapotot, és V_{ij} a keveredést leíró mátrix.

A Cabbibo-szög értéke megmérhető. Vegyük például az s -kvarkszám megváltozásával járó ($\Delta S = 1$) kaon-bomlás, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, és az s -kvarkszám változásával nem járó ($\Delta S = 0$) pion-bomlás, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, szélességének hányadosát. A kaon-bomlás amplitúdójában szerepel egy V_{us} tényező, a pion-bomláséban pedig V_{ud} . Ettől eltekintve a két folyamat nagyon hasonló. A bomlási szélesség az amplitúdó négyzetével arányos, ezért

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \propto \frac{\sin^2\theta_C}{\cos^2\theta_C}.$$

A bomlási szélességek hányadosából tehát a Cabbibo-szög megkapható. Természetesen a Cabbibo-szög más bomlásokban is felmerül. Megnyugtató, hogy értéke minden bomlásban ugyanakkora, tehát a d - és s -kvarkokra vonatkozó keveredést a tapasztalat alátámasztja.

Kísérleti tapasztalat szerint d - és s -kvarkot egyszerre tartalmazó („ízcserélő”) semleges gyenge áram nem létezik (vagy nagyon kicsi az ilyen áramot tartalmazó bomlás bomlási szélessége). Igen ám, de ha a fizikai alsó (d_i) kvarkállapotok helyett a semleges áramban a kevert alsó (d'_i) kvarkállapotok szerepelnek, akkor elvileg előfordulhat ízcserélő semleges áram. Hogy ez mégse fordulhasson elő, szükséges, hogy a keveredést leíró V mátrix unitér legyen, $V^* V = \mathbf{1}$. Ekkor ugyanis a semleges áramban megjelenő d'_i -kvark keveredését a V , az anti- d'_i -kvark keveredését pedig a V^* mátrix adja, a kettő együttes hatása pedig éppen az egységmátrix. Ha tehát a fizikai d_i -kvarkállapotok esetén nem volt ízcserélő semleges gyenge áram, akkor a kevert d'_i -kvarkállapotok esetén sincs (7. ábra). Ezt az észrevételt, amelyet elsőként *S. Glashow*, *J. Iliopoulos* és *L. Maiani* írtak le, nevezik GIM-mechanizmusnak.



8. ábra. A $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$ folyamat a kvarkok szintjén.

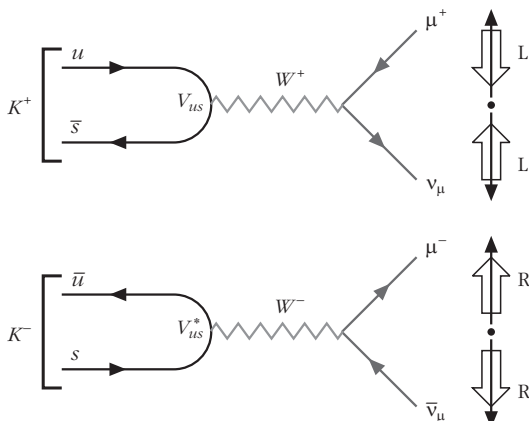
Az egyesített CP -szimmetria is sérül!

Említettük, hogy a bomlási szélességekre vonatkozó mérési eredmények azt súgták, hogy a gyenge kölcsönhatásban a CP -szimmetria megmarad. A semleges kaon bomlása remek lehetőséget kínál ennek ellenőrzésére. Semleges kaonból kétféle létezik, K^0 és \bar{K}^0 . Mindkettő keletkezik pion és proton kemény ütközésekor. Például az előbbi a $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$ folyamatban (8. ábra), míg az utóbbi a $\pi^+ p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ p$ folyamatban. Megfigyelések azt sugallják, hogy a K^0 kaon valójában két részecske, ugyanis vagy viszonylag gyorsan, $\tau(K_S^0 \rightarrow 2\pi) = 0,9 \times 10^{-10}$ s alatt elbomlik két semleges pionra, vagy ezerszer lassabban, $\tau(K_L^0 \rightarrow 3\pi) = 0,5 \times 10^{-7}$ s alatt háromra. A gyorsan bomló állapot, K_S^0 együttes tér- és időtükrözés esetén változatlan marad, míg a „hosszú” élettartamú K_L^0 állapota előjelet vált, ugyanis *egyetlen* pion állapota CP -tükrözésre előjelet vált. Ez a két állapot kikeverhető a K^0 és \bar{K}^0 állapotokból, ha a kettő közötti relatív fázist úgy választjuk meg, hogy $CP K^0 = \bar{K}^0$.

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0), \quad CP = +1,$$

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0), \quad CP = -1.$$

9. ábra. Töltött kaon bomlása leptonokba. A Standard modellben benne van a $K^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ folyamat és hermitikus konjugáltja, a $K^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu$ folyamat is, amelynél a keveredési mátrixelem komplex konjugáltja szerepel.



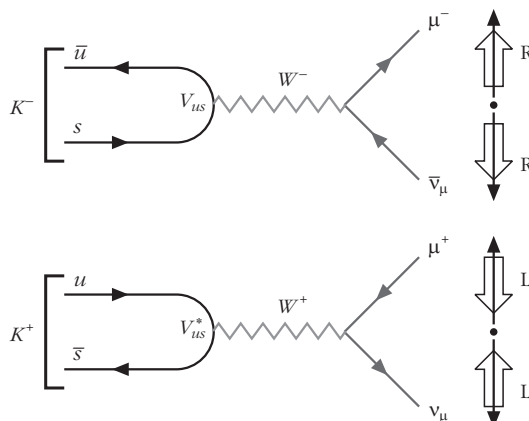
Ez így a jelenségek összecsengő értelmezése. A meglepetés az, hogy ha megfelelő kísérleti összeállításban – amelyet például *J. Christenson, J.W. Cronin, V.I. Fitch* és *R. Turlay* készítettek 1964-ben (Nobel-díj: Cronin és Fitch, 1984) – sikerül a rövid és hosszú élettartamú K^0 -t szétválasztani, akkor ritkán (ezer bomlásból kétszer) előfordul, hogy a hosszú élettartamú K_L^0 mégiscsak két semleges pionba bomlik, amit a CP -szimmetria tiltana, azaz *gyenge kölcsönhatásban a CP -szimmetria ha gyengén is, de sérül.*

Hogyan értelmezhetjük a CP -szimmetria sérülését?

Csodálatos módon a Standard modell természetes megoldást kínál erre a kérdésre. Ahogy a kvantumelméletben megszoktuk, a modellnek önadjungáltnak kell lenni. A gráfok nyelvére lefordítva ez annyit jelent, hogyha a modell tartalmaz egy folyamatot, akkor tartalmaznia kell az adjungáltját is. Az adjungálás megfordítja a fermionvonalat irányát, és mindent komplex konjugál. Ennek megfelelően például a $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ folyamat adjungáltja a $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ folyamat, azzal a kiegészítéssel, hogy az utóbbiban a V_{us} mátrixelem helyére a komplex konjugáltját kell írni (9. ábra). E két folyamat azonban egymás CP -tükrözöttje is, $CP(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$, csak hogy CP -tükrözéskor nem kell a V_{us} mátrixelem komplex konjugáltját venni (10. ábra). Ha a V mátrix valós, akkor az eredeti és a CP -tükrözött elmélet egybeesik (a 9. és 10. ábra ugyanazt a két folyamatot írja le). Ha V komplex, akkor a CP -szimmetria sérül.

A keveredési mátrixról annyit tudunk, hogy unitérnek kell lennie. Egy általános $n \times n$ -es unitér mátrixnak n^2 független paramétere van ($2n^2$ paraméter, köztük n^2 megszorítással). Ez a mátrix n db felső és n db alsó kvarkállapotot kapcsol össze, amelyek fázisa szabadon választható. Ezek ügyes megválasztásával a V mátrixelemekben található fázisok közül ($2n-1$) eltüntethető. (Nem $2n$, csak $(2n-1)$, mert egyetlen kvark fáziseltolása egyenértékű az összes kvark fázis-

10. ábra. A 9. ábrán mutatott két folyamat CP -tükrözése. Eredménye ugyanaz a két folyamat, csak a keveredési mátrixelemek komplex konjugáltja szerepel bennük.





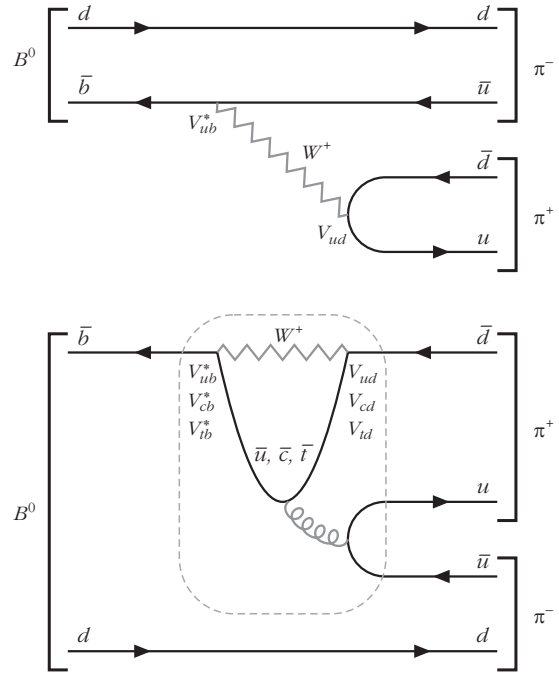
11. ábra. Makoto Kobayashi és Toshihide Maskawa, a 2008. évi fizikai Nobel-díj kitüntetettjei: „a sérült szimmetria felfedezéséért, amely legalább három kvarkcsalád létezését jósolja” indoklással megosztva kapták a díj másik felét.

sának ugyanolyan mértékű eltolásával.) Ha az így kapott mátrix minden eleme valós, akkor $n(n-1)/2$ független paramétere van (valós unitér mátrix független elemeinek száma). Ha a független paraméterek száma nagyobb, akkor a mátrix nem lehet valós. Ezek alapján egyszerű számolás szerint a mátrix komplex paramétereinek száma

$$n^2 - (2n - 1) - \frac{1}{2} n(n - 1) = \frac{1}{2} (n - 1) (n - 2).$$

Két kvarkcsalád esetén ($n = 2$) ez a szám nulla. Három kvarkcsalád esetén azonban egy, tehát ekkor a keveredési mátrix komplex, és a modellben megjelenik a CP -sértés. Ezt az észrevételt elsőként *M. Kobayashi* és *T. Maskawa* írta le 1964-ben egy – azóta nagyon híressé vált – rövid cikkben, amiért 2008-ban megosztva kapták a fizikai Nobel-díj másik felét (11. ábra). Azért éppen most, mert ekkorra sikerült sok kísérlettel egyértelműen megmutatni, hogy a természetben található CP -sértő jelenségek mind pontosan leírhatók a Standard modellel. Például a semleges kaonokon kívül csak 2001-ben sikerült egyáltalán kimutatni a CP -sérülését B -mezonok bomlásában.

A Cabbibo–Kobayashi–Maskawa keveredési mátrixban található komplex fázis a CP -sértés kizárólagos oka a Standard modellben. A figyelmes olvasó azonban felvetheti, hogy a bomlási szélességben az amplitúdó abszolút értékének négyzete szerepel, amiből a komplex fázis kiesik; akkor hogyan tud egy komplex fázis mérhető hatást okozni. Nos egy bomlási folya-



12. ábra. Semleges B^0 -mezon bomlása töltött pionpárba közvetlenül (fölül) és pingvin-gráffal (alul). A bekeretezett rész a pingvin-gráf.

mat nem csak egyféle módon lehetséges. Például a semleges B^0 -mezon bomlása töltött pionpárba a 12. ábrán látható mindkét gráf által mutatott módon történhet.⁷ Mindkét folyamatban megjelenik a komplex fázis, de különböző együtthatókkal, így a teljes amplitúdó szerkezete $a + be^{i\phi}$ alakú, amely abszolút értékének négyzete $a^2 + b^2 + 2ab\cos\phi$, tehát már nem esik ki a komplex fázis hatása.

Irodalom

1. Patkós András: A részecskefizika rejtőzködő szimmetriái. *Fizikai Szemle* 58 (2008) 126.
2. Horváth Dezső: Szimmetriák az elemi részecskék világában. *Fizikai Szemle* 53 (2003) 122.
3. Horváth Dezső: A részecskefizika anyagelmélete: a Standard modell. *Fizikai Szemle* 58 (2008) 246.
4. Trócsányi Zoltán: A Standard Modell Higgs-bozonja nyomában az LHC-nál. *Fizikai Szemle* 57 (2007) 253.
5. Horváth Dezső: Szimmetriák és sértésük a részecskék világában – a paritássértés 50 éve. *Fizikai Szemle* 57 (2007) 47.

⁷ Továbbá sok más, bonyolultabb módon, de azok valószínűsége gyakorlatilag mérhetetlenül kicsi.

RENEZÁNSZ FIZIKUSOK

A reneszánsz ember

A fizikatörténet művelői leggyakrabban a 20. századi, külföldre szakadt tudósainkról írnak, esetenként visszanyúlnak *Bolyai*, *Jedlik* idejéig, de igen ritkán foglalkoznak a régebbi korok kiemelkedő személyiségei-

Kovács László
NYME Savaria Egyetemi Központ Szombathely

vel. Most a reneszánsz éve ráirányította figyelmünket a 15–17. századra. Korábban nekem is csak mozaikszerű ismereteim voltak ebből a korból. Láttam ugyan a Loire menti Amboise-ban a *Leonardo da Vinci* sírját őrző St. Hubertus-kápolnát, de nem jártam szülőfalujában, a Vinci melletti Anchianóban. Láttam Oxfordban a Shel-