

# A részecskefizika anyagelmélete: a Standard modell

Horváth Dezső

MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet, Budapest

---

## 1. Bevezetés

A CERN nagy hadronütköztető (LHC) gyorsítóját 2008-ban indítják, négy hatalmas észlelőrendszer közül kettőben jelentős magyar részvétellel. Az LHC egyik fő feladata a részecskefizika elméletének, a *Standard modell*nek kísérleti ellenőrzése. Mivel manapság igen sokszor emlegetjük, a szerkesztők kérésére megírtam ezt a bevezető jellegű összefoglalót a Standard modell elméleti alapjairól és leglemibb kísérleti bizonyítékairól. Ehhez persze jelentős mértékben felhasználtam korábbi hasonló cikkeimet (főként a *Természet Világa* "Mikrokozmosz" különszámában (szerk. Lévai Péter és Hegyi Sándor, 2000) és a *Handbook of Nuclear Chemistry* (szerk. Vértes Attila és társai, 2003) 1. kötetében megjelenteket, úgyhogy ha bizonyos dolgok visszacsengenek egy-egy hűséges és jó emlékező-tehetségű olvasónak, az nem a véletlen műve.

Állandó vita tárgya, hogyan írjuk a Standard modellt magyarul. Angolul *Standard Model*, magyarul szokás csupa kis betűvel írni. Szerintem ez nem egy szabványos modell, hanem Standard a neve, hasonlóan Vác egyik váci utcájával szemben a pesti Váci utcához.

A továbbiakban tehát megpróbálom összefoglalni a részecskefizika alapismereteit. Mivel a fizika egzakt tudomány, csak szavak használata szükségszerűen zavar érzetét kelti. Ha cikkem összezavarja az olvasót, az a szerző hibája, nem a mögötte levő fizikai elméleté, amely pontos matematikai formalizmuson alapul és előrejelzései gyönyörűen egyeznek a kísérleti eredménnyel, amint azt a későbbiekben látni fogjuk.

## 2. Elemi (és még elemibb) részecskék

A természet megismerésének egyik iránya egyre mélyebbre hatolni az anyag szerkezetében. Ennek során, minden nagyobb lépés eredményeképpen újabb, oszthatatlannak hitt részecskék jelentek meg: Demokritosz 4 atomja (*a-tom* = oszthatatlan), Dalton és Mengyelejev elemei-atomjai, Rutherford atommagja, majd az u.n. elemi részecskék, amelyek közül a legismertebb az elektron, a proton és a neutron, látható világunk fő alkatrészei. Az elektron valóban elemi, de a proton és a neutron egyáltalán nem azok, komoly belső szerkezettel rendelkeznek.

Az elemi részecskéket különféle szempontok szerint osztályozzuk. A legfontosabb a spin (saját impulzusmomentum<sup>1</sup>) szerinti: a feles spinű ( $S = \frac{1}{2}; \frac{3}{2}; \frac{5}{2} \dots$ ) *fermionok* és az egész spinű ( $S = 0; 1; 2 \dots$ ) *bozonok* szimmetria- és egyéb alapvető tulajdonságai erősen különböznek. A fermionok száma megmarad, amíg bozonokat *bűntetlenül* kelthetünk vagy elnyelhetünk: egy lámpa akárhány látható bozont (fotont) kisugározhat és egy vevőantenna akárhányat

---

<sup>1</sup>Egy  $R$  sugarú körpályán  $V$  sebességgel mozgó,  $M$  tömegű test impulzusmomentuma  $MVR$ . A spin nem kapcsolható a részecskék forgásához, de hozzáadódik más eredetű impulzusmomentumokhoz, az atomokban, például, a pályamomentumhoz. Nagyságának természetes egysége a *redukált Planck-állandó*,  $\hbar = h/(2\pi)$

elnyelhet, csak az energia- és impulzus megmaradását kell biztosítanunk. Ugyanakkor a televízió képernyőjét felvillantó elektront, amely fermion, valahonnan oda kell vinnünk és dolga végeztével valahová el kell vezetnünk. Érdekes és a fizika szempontjából igen lényeges különbség az is, hogy adott állapotban akárhány bozon lehet egyidejűleg, de fermionból csak egy (Pauli-elv). Ennek következtében töltenek az atomi elektronok egyre növekvő energiájú *energiahéjakat* és ez akadályozza azt meg, hogy az atomok az anyagban és a nukleonok az atommagban egymásba hatoljanak, így módon biztosítva makroszkópikus formát tárgyainknak.

A részecskék másik osztályozási szempontja az, hogy a jelenleg ismert négy alapvető kölcsönhatás, a gravitációs, elektromágneses, gyenge és erős közül melyekben vesznek részt. Valamennyi részecskére hat ugyan a gravitáció, de szerepe csak csillagászati szinten jelentős, laboratóriumi szinten elhanyagolhatjuk. Ugyancsak minden részecskére hat a gyenge és minden töltéssel vagy mágneses momentummal rendelkezőre az elektromágneses kölcsönhatás. Az erős kölcsönhatásban résztvevő részecskéket *hadronoknak*, közöttük a fermionokat *barionoknak*, a bozonokat pedig *mezonoknak* hívjuk. Az erős kölcsönhatásban részt nem vevő részecskék a *leptonok*. A nevek a kezdetben megfigyelt részecskék tömegéből erednek: a leptonok (pl. az elektron) könnyűek, a mezonok (pl. a pion,  $m_\pi \sim 139 \text{ MeV}^2$ , elektron tömegének,  $m_e = 0.511 \text{ MeV}$ , 273-szorosa) közepes tömegűek, amíg a barionok (proton, neutron) nehéz részecskék ( $m_p = 938 \text{ MeV} = 1836 m_e$ ).

### 3. Szimmetriák

A szimmetriák a részecskefizikában még fontosabb szerepet játszanak, mint a kémiában vagy a szilárdtestfizikában. A jégben a hidrogénatomok tetraéderes szimmetriával helyezkednek el az oxigénatomok körül; ettől lesz a fajtérfogata nagyobb a folyékony víznél, amelyben nincs ilyen megszorítás; az anyagok vezetési (elektromos, hő-, hang-) tulajdonságai pedig a különböző kristályrács-szimmetriákra vezethetők vissza. A részecskék belső szerkezetét, mindenfajta anyagelmélethez hasonlóan, szimmetriák írják le, a részecskefizikában viszont minden a szimmetriákból (vagy azok sérüléséből) származik: a megmaradási törvények, a kölcsönhatások, sőt a részecskék tömege is.

Terünk alapvető szimmetriái vezetnek a megmaradási törvényeinkhez. Az energia- és impulzusmegmaradás levezethető abból a kézenfekvő szimmetriából, hogy a fizikai törvények nem függhetnek attól, hol vesszük fel az időskálánk és koordinátarendszerünk kezdőpontját, az impulzusmomentum megmaradása pedig a koordinátarendszerünk tetszőleges szögének következménye. Általában minden folytonos szimmetria valamilyen megmaradási törvényhez vezet, a vonatkozó megmaradási törvények pedig a kölcsönhatások fontos jellemzői, ezért is olyan fontos a szimmetriák felderítése.

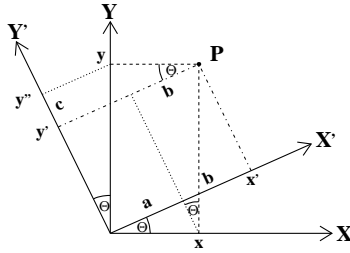
A feles és egész spinű részecskék alapvetően különböző szimmetriájúak: a fermionok fizikai viselkedését leíró *hullámfüggvény* olyan felépítésű, hogy két azonos fermion felcserélésekor előjelet vált, szemben a bozonokéval, amely nem vált elő jelet, és a korábban tárgyalt fermion-bozon különbség innen vezethető le: két teljesen azonos állapotban levő fermion közös állapotfüggvényének zérusnak kellene lennie. A részecskék spinje is furcsa szerzet; habár hozzáadódik a részecskék hagyományosabbnak tekinthető *pályamomentumához*, amely a különböző atomi pályákon

<sup>2</sup>Az Einstein-féle tömegformula,  $E = mc^2$ , értelmében a részecskék tömegét energiával fejezzük ki. 1 eV az a mozgási energia, amelyet egységnyi töltésű részecske 1 V potenciálkülönbség *átszelése* során szerez; nagyobb egységei a MeV =  $10^6$  eV és a GeV =  $10^9$  eV.

elhelyezkedő (de nem igazán keringő) elektronok alapján kapta a nevét, csak két fizikai sajátállapota van: vagy jobbra forog (azaz a spinje felfelé mutat) vagy balra (lefelé). A háromdimenziós térben kell tehát kezelnünk egy olyan vektort, amely ugyan bármerre mutathat, de méréskor csak két állapot valamelyikében található, tehát csak két független mennyiség jellemzi. E két mennyiség hagyományosan a spin hossza és valamelyik irányra vett vetülete. Mivel a háromdimenziós térben a vektoroknak három komponensük van, a spin esetében valahogyan meg kell szabadulnunk a harmadik szabadsági foktól, és ez vezet a spin igencsak különös szimmetriatulajdonságaihoz.

### Kitérő<sup>3</sup>: Szimmetriacsoportok

A részecskék egy-egy jellegzetes szimmetriáját a *halmazelmélet* nyelvén *szimmetriacsoportok* segítségével írjuk le. A fizika igazi *nyelve* a matematika: az elmélet és spekuláció között a megfelelő matematikai formalizmus adja a különbséget, az teszi lehetővé ugyanis, hogy elméletünk alapján kísérletileg ellenőrizhető, számszerű eredményeket kapjunk.



1. ábra. Koordinátarendszer síkbeli forgatása: az  $[X', Y']$  koordinátarendszert az  $[X, Y]$  rendszer  $\Theta$  szöggel való elforgatásával kapjuk

Mivel a szimmetriák többnyire koordinátarendszerünk transzformációi során jelentkeznek, a matematikai apparátust is így választjuk meg. Erre kézenfekvő példa a síkbeli koordinátarendszer forgatása a középpont körül  $\Theta$  szöggel. Az 1. ábrán látható, hogy ilyenkor egy  $P$  pont régi  $(x, y)$  koordinátáiból az elforgatott rendszerben elfoglalt  $(x', y')$  újakat a következő transzformációval kapjuk meg:

$$x' = a + b = x \cos \Theta + y \sin \Theta \quad (1)$$

$$y' = y'' - c = y \cos \Theta - x \sin \Theta \quad (2)$$

A  $P$  pont, mint kétdimenziós vektor, tehát a következő koordináta-transzformáción megy át:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta \cdot x + \sin \Theta \cdot y \\ -\sin \Theta \cdot x + \cos \Theta \cdot y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (3)$$

A fenti egyenlet a következőt mondja: az  $(x', y')$  vektort úgy kapjuk meg, hogy az  $(x, y)$  vektort megszorozzuk az előtte álló számtáblázattal, *mátrix*-szal, mégpedig úgy, hogy az eredmény-vektor első eleméhez a mátrix első sorát, a másodikhoz pedig a mátrix második sorát kell a vektor megfelelő elemeivel szorozva összegeznünk.

<sup>3</sup>Cikkem nehezebben emészthető és első olvasáskor elhagyható, de mélyebben érdeklődő olvasókat érdekelhető részeit *Kitérők*be helyeztem. Sajnos, a szimmetriacsoportok (remelhetőleg) közérthető magyarázata számos pótmagyarázatot igényel, ez a Kitérőnk tehát a többinél lényegesen hosszabb és fárasztóbb, mind az olvasónak, mind pedig a szerzőnek.

A forgatáshoz vezető transzformációs mátrixok fontos tulajdonsága, hogy nem változtatják meg a  $P$  pont távolságát a koordináta-rendszerünk kezdőpontjától (hiszen egyik ponton sem mozdítottunk), azaz

$$x'^2 + y'^2 = (x^2 + y^2) \cdot (\cos^2 \Theta + \sin^2 \Theta) = x^2 + y^2. \quad (4)$$

A részecskefizika általában nem valós, hanem *komplex* mennyiségekkel dolgozik. A komplex számok általános alakja  $x = a + ib$ , ahol  $i$  a képzetes egység:  $i^2 = -1$ . A mérhető fizikai mennyiségeknek, természetesen, valósaknak kell lenniük, ezért azokban a komplex mennyiségek abszolút értékének négyzete jelenik meg, amelyet úgy kapunk, hogy az  $x$  komplex számot megszorozzuk a saját  $x^*$  konjugáltjával:

$$x^2 = x^* x = (a - ib)(a + ib) = a^2 + b^2. \quad (5)$$

Komplex mátrixoknál a konjugálást az elemeinek a főátlóra történő tükrözése, a mátrix *transzponálása* súlyosbítja. Az a feltétel tehát, hogy a forgatás a vektorok hosszát ne változtassa meg, a komplex elemű  $U$  forgatómátrixtól megköveteli, hogy *unitér* legyen, azaz hogy  $U^\dagger$  transzponált-konjugáltja saját magával szorozva az *egységmátrixot* adja, amely a *fő átlójában* egyeseket, azon kívül nullákat tartalmaz:

$$U^\dagger U = \begin{pmatrix} U_{11}^* & U_{21}^* \\ U_{12}^* & U_{22}^* \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11}^* U_{11} + U_{21}^* U_{21} & U_{11}^* U_{12} + U_{21}^* U_{22} \\ U_{12}^* U_{11} + U_{22}^* U_{21} & U_{12}^* U_{12} + U_{22}^* U_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6)$$

A fenti típusú forgatások a következő matematikai tulajdonságokkal rendelkeznek:

- összeadhatók: forgatás  $\Theta_1$ , majd  $\Theta_2$  szöggel egyenértékű egy  $\Theta = \Theta_1 + \Theta_2$  szögű forgatással;
- az összeadásuk felcserélhető:  $\Theta_1 + \Theta_2 = \Theta_2 + \Theta_1$ ;
- van egységelemük, a  $\Theta = 0$  szöggel történő forgatás, az u.i. semmit nem csinál.

A fenti tulajdonságokkal rendelkező matematikai objektumok *halmazát* a halmazelméletben *csoportnak* hívjuk, a háromdimenziós forgatások csoportját pedig *forgáscsoportnak*. A forgáscsoport elemeinek konkrét matematikai alakját nem írjuk fel, az túlmegy cikkünk érthetőségi körén (már az eddigiek is erősen feszegetik a keretet).

Ennyi bevezetés után visszatérhetünk végre a spinre. A spin — mint már említettük — háromdimenziós mennyiség, a tulajdonságainak megfelelő szimmetriacsoport pedig a forgáscsoport. Ahhoz, hogy matematikailag kezelni tudjuk a spint, a forgáscsoportot le kell tudnunk írni, azaz egyenleteket kell tudnunk rendelni a műveleteihez: ezt *ábrázolásnak* hívjuk. A háromdimenziós forgatások csoportjának kézenfekvő ábrázolása fenti példánk alapján az  $SU(2)$ , a  $2 \times 2$ -es speciális (egységnyi determinánsú) unitér komplex mátrixok csoportja. Egy ilyen  $A$  mátrix *determinánsa* egységnyi, ha

$$\text{Det} \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} = A_{11} \cdot A_{22} - A_{12} \cdot A_{21} = 1. \quad (7)$$

Az  $SU(2)$  természetesen nemcsak a spinre alkalmazható, hanem bármilyen, a spinhez hasonló szimmetriájú fizikai mennyiség leírására. Az alapvető fermionok osztályozása ilyen mennyiségeken alapul, mint például a később bevezetendő *izospin*.

Ha a szabadsági fokokat növeljük, hasonló tulajdonságú, magasabb szimmetriacsoportokat kapunk. A következő fokozat, a későbbiekben ugyancsak előforduló  $SU(3)$  három lehetséges *sajátállapotát* úgy kell elképzelnünk, mint egy egyenlő oldalú háromszög három sarkát, amelyek között, tehát a háromszög oldalai mentén, párosával, egy-egy  $SU(2)$  szimmetria létezne.

A komplex mennyiségek miatt azonban a forgatási szabadsági fokot csökkenthetjük is, így jön létre az  $U(1)$  csoport, amely az  $1 \times 1$ -es unitér mátrixoké, azaz a komplex számsík egységnyi abszolút értékű számaié. Ez az elektromágneses kölcsönhatás *mértéktranszformációinak* szimmetriacsoportja. Az elektromágneses mértékszimmetria legegyszerűbb példája az, hogy az elektrosztatikus potenciál zéruspontját szabadon választhatjuk meg, az a rendszer fizikai állapotát nem befolyásolja.

## 4. Antirészecskék

A részecskéknek általában van *antirészecskéjük*, amely azonos tulajdonságú, de ellentétes töltésű, és kölcsönhatásuk *annihilációt*, sugárzásos megsemmisülést eredményezi. Amikor az elektron antirészecskéje, a *pozitron* annihilál egy elektronnal, relatív spinállásuk függvényében

két vagy három foton keletkezik; a proton-antiproton annihilációjakor viszont akkora energia, közel 2 GeV szabadul fel, hogy fél tucat részecske is keletkezhet.

A részecske-antirészecske aszimmetria oka a világegyetem általunk belátható részében, azaz hogy miért nincs benne jelentős mennyiségű antianyag, a fizika nagy kérdései közé tartozik. Ha lennének ugyanis antianyagból álló csillagrendszerek, azok antirészecskéket sugároznának. A galaxisok és antigalaxisok határán, ahol az egyik galaxis kibocsátotta részecskék a másik anyagával szétsugároznak, erős sugárzási zónát kellene látnunk, de a csillagászok sehol sem észlelnek ilyen jelenséget.

---

### Kitérő: A *CPT* szimmetria

Az antirészecskék érdekes tulajdonsága, hogy matematikailag úgy kezelhetők, mintha azonos tömegű, azonos nagyságú és ellentétes előjelű töltéssel rendelkező, *térben és időben ellenkező irányban haladó* részecskék volnának. Ez a természet fontos szimmetriája: a töltés, a tér és az idő egyidejű tükrözésétől a fizika törvényei nem változnak meg. A három tükrözési művelet angol rövidítése nyomán, *charge, parity, time* ezt *CPT*-szimmetriának hívjuk. Az elektron és pozitron annihilációját tehát úgy írhatjuk le, mintha egy elektron bejönne a képbe, kisugározná két vagy háúrom fotont, aztán dolga végeztével, térben és időben ellenkezőleg kihátrálna; az elektromágneses áram analógiájára ezt *részecskeáramnak* nevezzük.

Egyszerű részecskeütközés esetén egy ilyen oda-vissza menő részecskeáram kölcsönhatási bozont cserél egy másik hasonló árammal. Ezt Heisenberg *határozatlansági relációja* teszi lehetővé, amely kimondja, hogy egészen rövid időtartamokra ill. távolságokon megengedett az energia- ill. impulzusmegmaradás sérülése:  $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2$  és  $\Delta p \Delta x \geq \hbar/2$ , ahol  $\Delta$  az utána álló mennyiség (kis) változását jelöli,  $E$ ,  $p$ ,  $t$ ,  $x$  pedig a szóbanforgó részecske energiáját, impulzusát, az eltöltött időt és a megtett úthosszat. A  $2\pi$ -vel osztott Planck-állandó,  $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$  J/s kicsinysége biztosítja, hogy a makrovilágban a megmaradási törvények pontosan teljesülnek. A cserebozon lehet tehát *valódi* vagy *virtuális* aszerint, hogy teljesül-e rá az energia- és impulzusmegmaradás, azaz ténylegesen (kísérletileg megfigyelhetően) létrejön-e vagy sem.

A *CPT*-szimmetriát napjainkig minden kísérleti megfigyelés messzemenően alátámasztja, és szerepe annyira alapvető a térelméletben, hogy sokak szerint nem is lehet kísérletileg vizsgálni; látszólagos kis eltérések megfigyelése esetén inkább hihetünk valamelyik megmaradási törvény sérülésében, mint a *CPT*-szimmetriában. Ennek ellenére komoly kísérleti erőfeszítés irányul ellenőrzésére. Legpontosabb tesztje a semleges K-mezon és antirészecskéje relatív tömegkülönbsége, amely a mérések szerint  $< 10^{-18}$ . A CERN-ben 1999 végén megépült *Antiproton-lassító* berendezés fő célja *antihidrogén*-atomok (antiproton és pozitron kötött állapota) előállítására, hogy a hidrogénatommal összehasonlítva a *CPT*-szimmetriát ellenőrizzék (*antianyag-fizika*).

---

## 5. A kvarkmodell

Az egyik legkorábbi megfigyelés, amely az elemi részecskék lehetséges belső szerkezetére mutatott, a proton és a neutron hasonlósága volt: csaknem azonos a tömegük és azonosan hat rájuk az atommagot összetartó *erős kölcsönhatás*, csak a töltésük különbözik. Bevezették tehát a *nukleon* fogalmát, amelynek két állapotát, a neutront és a protont az *izospin kvantumszám*<sup>4</sup> különbözteti meg. A nukleon feles izospinje a spinjéhez hasonlóan két sajátállapottal rendelkező vektor, a felfelé mutatót rendeljük a protonhoz, a lefelét a neutronhoz.

Az izospinnek spinhez csak annyi köze van, hogy azonos szimmetria, az *SU(2)* írja le a tulajdonságait. Az *izo* előtag magfizikai eredetű: adott protonszámú elem különböző neutronszámú *izotópjai*, illetve az adott tömegű, tehát azonos teljes nukleonszámú, de különböző protonszámú *izobár*-magállapotok az izospin segítségével azonosíthatók.

---

<sup>4</sup>Kvantumszám: a mikrovilág olyan fizikai jellemzője, amely csak bizonyos meghatározott adagokkal *kvantumokkal* változhat; ilyen pl. az elektromos töltés és az impulzusmomentum.

	1. család	2. család	3. család	töltés	$T_3$
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	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$
Kvarkok	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$

1. táblázat: Az alapvető fermionok három családja.  $T_3$  a gyenge izospin harmadik komponense, a többi jelölést a szövegben fokozatosan ismertetjük

A kísérleti technika javulásával egyre több erős kölcsönhatásban résztvevő elemi részecskét, *hadront* fedeztek fel és valamennyi rendelkezett izospinnel, azaz annyi különböző töltésű, közel azonos tömegű, és egyébként igen hasonló tulajdonságokkal rendelkező részecskét lehetett megfigyelni, ahány lehetséges állapota volt az izospin harmadik komponensének ( $I_3$ ). A nukleon teljes izospinje  $I = \frac{1}{2}$ , a harmadik komponense  $I_3 = \pm\frac{1}{2}$  lehet a két állapotnak megfelelően. A legkönnyebb hadron, a  $\pi$ -mezon vagy pion teljes izospinje 1, ezért a három lehetséges sajátállapotnak ( $I_3 = -1, 0$  és  $+1$ ) megfelelően háromféle töltésű pion létezik, pozitív, semleges és negatív. Az izospin tehát az elemi részecskék osztályozásának alapvető kvantumszáma lett.

Amikor azután felfedeztek egy újabb kvantumszámot, a *ritkaságot* (angolul *strangeness*, *furcsaság*), amely szabadon kombinálódik az izospinnel újabb és újabb hadronokban, Gell-Mann és Zweig bevezették a hadronok *kvarkmodelljét*. Három kvark feltételezésével sikerült leírni az összes addig megfigyelt részecskét. Az izospin az első két kvark kvantumszáma, és az  $I_3 = \pm 1$ -sajátértéküknek megfelelően az *up* (föl) és *down* (le) nevet kapták, a harmadik pedig a *strange* (különös) nevet. Jelölésük ennek megfelelően u, d és s. A kvarkmodell szerint a kvarkok kétféleképpen kapcsolódhatnak össze: három kvark bariont (és három antikvark anti-bariont) illetve egy kvark és egy antikvark mezont formál. A kvarkok spine feles (1. táblázat), tehát fermionok. Három kvark kötött állapota is fermion lesz tehát, amíg a kvark+antikvark rendszer bozon. A kvarkok töltése  $+\frac{2}{3}$  és  $-\frac{1}{3}$ , így adja ki pl. a  $p = (uud)$  állapot a proton pozitív és az  $n = (udd)$  a neutron zérus töltését. Az izospin harmadik komponense tehát a részecskék töltésével van szoros összefüggésben, egységnyi növelése ugyanis azt jelenti, hogy az adott részecskében egy d-kvarkot u-kvarkra cserélünk, tehát a töltését egységgel növeljük ( $+\frac{2}{3} - (-\frac{1}{3}) = 1$ ).

A kvarkmodell, habár sikeresen megmagyarázta az összes megfigyelt részecske tulajdonságait, azonnal komoly ellentmondásokba keveredett. Nem volt érthető, például, miért csak a fenti két állapot jöhet létre belőlük, miért nincsenek szabad kvarkok, és hogyan lehetnek egy barionban azonos fizikai állapotú kvarkok, holott a *Pauli-elv* ezt fermionokra határozottan tiltja. A részecskefizika fejlődése során, ha valami érthetlennel találkoztunk, gyakran bevezettünk egy új kvantumszámot. Ez történt most is: mivel három lehetséges állapotot kellett leírnunk, a színlátás három alapszínének analógiájára az új kvantumszámot *színek* hívjuk.

Az erős kölcsönhatás hordozója, a kvarkok három színe bevezetése az összes fenti problémát egyszeriben megoldotta: az újabb kvantumszám feloldotta a Pauli-tiltást, és annak posz-

tulálása, hogy a természetben csak *fehér* (azaz mindhárom színt vagy színt és antiszínt tartalmazó) részecskék létezhetnek, mert a szín–szín vonzás annál erősebb, minél inkább távolodnak egymástól a színek hordozói, megmagyarázta, miért csak a 3–kvark és kvark+antikvark állapotok stabilak, csakis ezek fehérek ugyanis a lehetséges kombinációk közül. Az analógia színlátással igen jó, hiszen az antikvark anti-színe megfelel a kiegészítő színnek, és a fehérnek a három alapszín keverékét és a szín + kiegészítő színét látjuk. A szín szerepe az erős kölcsönhatás töltéseként hasonló az elektromos töltéséhez az elektromágnességben, azzal a különbséggel, hogy a színek mindig vonzzák egymást, amíg az azonos töltések taszítják.

## 6. A három fermioncsalád

A kvarkmodelltól a Standard modell felé az egyik legnagyobb lépést *Glashow, Iliopoulos és Maiani* tették 1970–ben a róluk elnevezett *GIM–mechanizmus* bevezetésével. Különböző kísérleti megfigyeléseken alapuló elméleti megfontolások alapján kimondták, hogy a kvarkok párokban léteznek, a három addig ismert kvark mellett tehát léteznie kell egy negyediknek, az *u* kvarkhoz hasonlóan  $+\frac{2}{3}$  töltéssel. A negyedik *c* (*charm*) kvarkot 1974–ben sikerült két csoportnak is kísérletileg megfigyelnie (az újonnan megfigyelt  $c\bar{c}$  kötött állapotot a két csoport különbözőképpen jelölte, ezért máig  $J/\psi$  részecskének hívjuk), és ezért *Richter* és *Ting* 1976–ban megkapták a fizikai Nobel–díjat.

A párokba rendeződött kvarkok mellett ugyanannyi lepton–párnak kell lennie, különben elromlik az elmélet belső rendje; *anomáliák* lépnek fel, amikor a részecskereakciók valószínűségét számítjuk. Az anomáliák kiküszöbölése megköveteli, hogy a leptonok és kvarkok összes töltése zérus legyen, és a kvarkok háromféle színével ez a feltétel családonként teljesül:  $0 - 1 + 3 \cdot (\frac{2}{3} - \frac{1}{3}) = 0$ . Amikor tehát *Perl* csoportja 1975–ben felfedezte a harmadik leptont, a  $\tau$ -t (Nobel–díj, 1995; ami késik, nem múlik), azonnal feltételezték újabb kvarkpár létezését. Így alakult ki az 1. táblázat menaszériája; azóta mindkét új kvarkot megfigyelték. A fermionok helyét a párokban a nukleonok izospinjének mintájára bevezetett *gyenge izospin* ( $T$ ) jelzi: a *felső* részecskékre a gyenge izospin harmadik komponense  $T_3 = +\frac{1}{2}$ , az *alsókra*  $T_3 = -\frac{1}{2}$ . A párok *gyenge–izospin–dublettek*. Vegyük észre a gyenge izospin és az izospin közötti különbséget: az előbbi a gyenge kölcsönhatás kvantumszáma, amellyel valamennyi elemi fermion rendelkezik, amíg az utóbbi csak a két legkönnyebb kvarké és az erős kölcsönhatásra vonatkozik.

Ezen a ponton joggal vetődik fel a kérdés, vajon hány hasonló kvark–lepton családot rejteget még a Természet. A választ a CERN és Stanford nagyenergiájú  $e^-e^+$  ütközőnyalábjai<sup>5</sup> adták meg csaknem tíz éve: semennyi, csak három család létezik. A fenti gyorsítókon előállított *Z–bozon* ugyanis valamennyi fermionpárra elbomolhat, és a Standard modell a bomlási csatornákat pontosan leírja, az egyetlen ismeretlen tényező a leptonokhoz tartozó neutrínók száma; mivel a hagyományos detektorok a neutrínót nem észlelik, ezek *láthatatlan* bomlási módusok. A teljes bomlási élettartam és a látható módusok mérésével megállapították a láthatatlanokét, és abból kiderült, hogy háromféle könnyű neutrínó, tehát csak a már meglévő három leptoncsalád létezik (egy esetleges nehezebb, tehát a töltött leptonokéval vagy a mezonokéval összemérhető tömegű neutrínóhoz nem okvetlenül tartozna új család).

Az 1. táblázat tehát a Standard modell által jelenlegi tudásunk szerint megengedett összes alapvető fermiont tartalmazza. A kedves olvasót ne rémitse meg a fenti kijelentés látszólag

<sup>5</sup>A hagyományos gyorsítók részecskenyalábja álló céltárgyba ütközik, úgy hoz létre új részecskéket. Sokkal tisztább körülmények között, sokkal nagyobb energiákat lehet elérni, ha két részecskenyalábot gyorsítanak egymással szemben és egy észlelőrendszer közepén ütköztetik

Kölcsönhatás	relatív erősség	potenciál	élettartam	közvetítő bozon	$M$ GeV/ $c^2$
Erős	1	$\sim r$	$10^{-23}$ s ( $\Delta \rightarrow p\pi$ )	8 gluon	0
El-mágn.	$10^{-2}$	$\sim \frac{1}{r}$	$10^{-20} - 10^{-16}$ s ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ )	foton	0
Gyenge	$10^{-7}$	$\sim \frac{1}{r} e^{-\frac{r}{R}}$ $R \sim \frac{\hbar}{M_W c}$	$> 10^{-12}$ s ( $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ )	$W^\pm$ $Z^0$	80 91

2. táblázat: A három alapvető kölcsönhatás. A harmadik oszlopban  $r$  a távolság,  $R$  pedig a hatótávolság. A negyedik oszlopban a tipikus élettartamok alatt, zárójelben egy-egy jellegzetes reakciót is felsoroltunk. Az utolsó oszlopban a közvetítő bozon nyugalmi tömege szerepel.

túlzott óvatossága. A megalkotása óta eltelt három évtizedben a Standard modellt sokféle módon sikerült elméletileg kiterjeszteni, ami számos (sőt időnként rengeteg) új hipotetikus (azaz egyelőre csak a fizikusok képzeletében élő) részecske megjelenéséhez vezetett. Bár egyelőre semmiféle kísérleti bizonyítékot nem találtunk sem a Standard modell teljeskörű érvénye ellen, sem a kiterjesztések jóslta új jelenségek ill. részecskék mellett, az utóbbiakat teljesen kizárni sem lehet.

## 7. A kölcsönhatások

Mint említettük, a gravitációról elfeledkezve, a részecskefizikában három kölcsönhatásról szoktunk beszélni, alapvető tulajdonságaikat a 2. táblázatban összegezzük.

A Standard modell szerint a kölcsönhatások helyi szimmetriákból erednek, forrásuk valamilyen töltés, és bozonok közvetítik őket. Ezek a bozonok nemcsak a kölcsönhatások hordozóiként, hanem szabadon is léteznek, ugyanolyan elemi részecskék tehát, mint az 1. táblázat fermionjai, és kísérletileg is észlelhetők. Egy fermion részt vesz egy kölcsönhatásban, ha rendelkezik annak töltésével: a gyenge kölcsönhatás valamennyi fermionra hat, az elektromágneses az elektromosan töltöttekre, az erős pedig a kvarkokra.

Az elektromágneses kölcsönhatás hordozója a foton (jele  $\gamma$ ), a gyengéé a három *gyenge bozon* ( $W^+$ ,  $W^-$  és  $Z^0$ ). Mivel az erős kölcsönhatás során a két kvark színt cserél, hordozójának, a *gluonnak* (*glue* angolul ragasztó) egy színt és egy *antiszínt* kell hordoznia. Ez nyolc különböző gluont jelent, mert a  $3 \cdot 3$  lehetséges szín–antiszín kombinációból létrehozható egy olyan, a  $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$ , amely fehérből fehérbe vinne át, tehát nem jelentene színcserét.

Az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás összehasonlítására kitűnő példa a pionbomlás. Tipikus elektromágneses folyamat a semleges pion bomlása két fotonra:  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $8 \cdot 10^{-17}$  s élettartammal. A töltött pion ugyanakkor csak gyenge kölcsönhatásban tud bomlani müonra és neutrínóra,  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ , és az élettartama ennek megfelelően  $26$  ns =  $2,6 \cdot 10^{-8}$  s, nyolc nagyságrenddel nagyobb a semleges pionénál. Vegyük észre, hogy a fenti reakcióban



a bozon eltűnt, de a lepton egy antilepton társaságában keletkezett: a fermionok száma megmarad, a bozonoké nem.

Az elektromágneses kölcsönhatás tulajdonságait régen ismerjük: forrása az elektromos töltés, közvetítő bozonja a foton, helyi szimmetriája, amelyből származtatható, a Maxwell–egyenletek *mértékszimmetriája*<sup>6</sup>. Ez a szimmetria az elektromágneses potenciál nullpontjának szabad választásával kapcsolatos: a fizikai erő potenciálkülönbség következménye; ezt a maradványok bizonyítják, amikor nyugodtan üldögnének a nagyfeszültségű vezetéken. A lokalitás követelménye azt jelenti, hogy megköveteljük a mozgásegyenletek invarianciáját akkor is, amikor a mértéktranszformáció tartalmaz egy tetszőleges téridő-függvényt; némi matematikai manipuláció árán ez a függvény fogja a szolgáltatni az elektromágneses teret. Mivel a foton tömege zérus, az elektromágneses kölcsönhatás végtelen hatótávolságú; potenciálja a töltések távolságával fordítottan arányos. A fotonokat mindennapi életünk során szemünkkel és televíziós vevőkészülékünkkel is észleljük, létezésükhöz tehát nem férhet kétség.

Az erős kölcsönhatás forrása a *színtöltés*, közvetítője a nyolc *gluon*, helyi szimmetriája pedig a három színnek megfelelően az  $SU(3)$  szimmetria<sup>7</sup>. A gluonok tömege is zérus, tehát az erős kölcsönhatás is végtelen hatótávolságú, potenciálja viszont közelítőleg a színes részecskék távolságával egyenesen arányos. Ez annak a következménye, hogy — a fotonnal ellentétben — a gluonok maguk is hordozzák a színt, a kölcsönhatás forrását, tehát saját magukkal is kölcsönhatnak. Ha tehát két kvarkot megpróbálunk egymástól elválasztani, a terük energiája a távolsággal nő, mert a gluonok egyre több újabb gluont és kvark–antikvark párt keltenek közöttük, a kvarkok pedig hadronokká alakulnak, amíg az összes szín el nem tűnik; ezért nem észlelünk szabad kvarkot (*kvarkbezárás*).

A kvarkokat mégis észleljük kísérletileg, nagyenergiájú részecskeütközések során keletkező, közel egy irányba kirepülő részecskenyalábok, *hadronzáporok*, *jetek* formájában. Elektron–pozitron ütközésnél, például, keletkezhetnek kvark–antikvark párok, és a megmaradási törvények miatt, tömegközépponti rendszerben, ezeknek  $180^\circ$  alatt kell kirepülniük. Ahogy egymástól távolodnak, az állandóan növekvő térerő addig kelt gluonokat és újabb kvark–antikvark párokat, amíg valamennyi részecske szintelen nem lesz. Nagyobb energiákon ez akkora részecskesokaságot jelent (10–20 részecskét egy jetben), amely semmilyen más fizikai folyamattal nem értelmezhető. A gluonok létezését a 3–jetes események észlelése bizonyította, ezek ugyanis csak úgy jöhetnek létre, ha egy kvark–antikvark pár egyik tagja kibocsát egy gluont, minden más folyamatot tiltanak a megmaradási törvények (2. ábra).

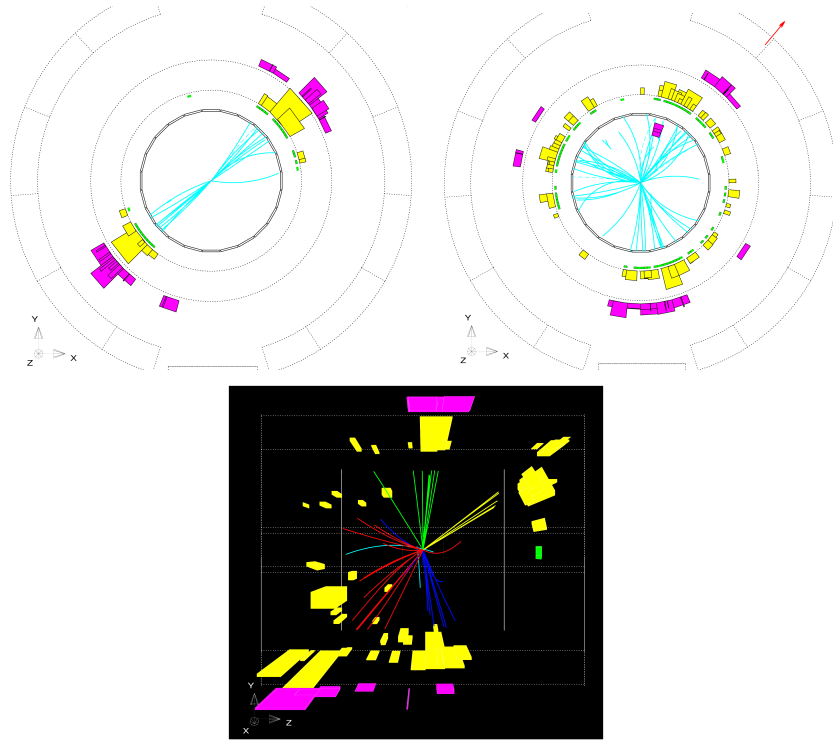
A kvarkbezárás következményeként az erős kölcsönhatás hatótávolsága gyakorlatilag igen csak véges; mintegy 1 fm azaz  $10^{-15}$  m, az atommag méretéhez közeli. Az atommagot tehát az erős kölcsönhatásnak a nukleonokból *kilógó* része tartja össze, hasonlóan a kémiai kötéshez, amely a semleges atomokból kilógó elektromágneses potenciál következménye.

## 8. A Higgs-mechanizmus

A gyenge kölcsönhatás származtatására a gyenge izospin  $SU(2)$  szimmetriája szinte tálcán kínálja magát. A dolog azonban szépséghibás: az elmélet a három közvetítő részecske, a  $W^+$ ,  $W^-$  és  $Z^0$  *gyenge bozonok* tömegére is zérus tömeget jósol, noha a gyenge kölcsönhatás igen rövid hatótávolságából nagy tömegek következnek. A Heisenberg–féle határozatlansági reláció

<sup>6</sup>Az unitér ( $U^\dagger U = 1$ )  $1 \times 1$ -es mátrixok (azaz az egységnyi abszolút értékű komplex számok)  $U(1)$  szimmetriacsoportja.

<sup>7</sup> $3 \times 3$ -as speciális (egységnyi determinánsú) unitér mátrixok szimmetriacsoportja



2. ábra. Hadronzaporok (jetek) a gyenge bozonok bomlásánál keletkező kvarkokból és gluonokból, ahogyan azt a CERN Nagy elektron-pozitron ütköztetőjénél az OPAL detektor észlelte. Balra fent: a Z-bozon bomlása egy b-kvarkpárra (ahogyan azt a jetek alakjaiból meghatározták),  $e^- + e^+ \rightarrow Z \rightarrow b + \bar{b} \rightarrow 2 \text{ jet}$ . Jobbra fent: a Z-bozon bomlása két b-kvarkra és az egyik kibocsát egy gluont,  $e^- + e^+ \rightarrow Z \rightarrow b + \bar{b} + g \rightarrow 3 \text{ jet}$ . Lent: egy  $W^+W^-$  pár négy kvarkra bomlik, 4 jetet adva.

ugyanis, mint korábban említettük, lehetővé teszi, hogy egy  $M$  tömegű részecske  $\hbar/(2Mc^2)$  ideig sértse az energiamegmaradást (itt  $\hbar = h/(2\pi)$  a Planck-állandó és  $c$  a fénysebesség vákuumban); így képes a 80 GeV tömegű  $W^+$  bozon közvetíteni a neutronbomlásnál,  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ , felszabaduló 1,3 MeV (csaknem 5 nagyságrenddel kevesebb!) energiát. A gyenge kölcsönhatás hatótávolsága  $R = \hbar/(M_W c) \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ fm}$ , közel 3 nagyságrenddel kisebb, mint az atommag átmérője. Ráadásul az  $SU(2)$  invariancia nem viseli el a fermionok tömegét: tömegtagok jelenlétében a mozgásegyenlet invarianciája sérül. Kérdés tehát, honnan van a részecskéknél tömegük?

Ezt az ellentmondást oldotta fel a *spontán szimmetriasértés* elmélete (felfedezőjéről Higgs-mechanizmusnak hívjuk), amely a Standard modellt mai formájára hozta. A Higgs-mechanizmus feltételezi egy olyan négykomponensű függvény (komplex izospin-dublett) létezését, amely hozzáadódik a fermionokat leíró függvényhez, mintha a fermionok ebben a térben mozognának. Az egyébként tömeg nélküli fermionok a Higgs-térrel kölcsönhatásban tömeget nyernek, hasonlóan ahhoz, ahogy egy töltött részecske folyadékban sokkal nehezebben mozog, mint vákuumban, mert az elektrosztatikus vonzás következtében magával kell hurcolnia a környezetében levő, polarizált molekulákat.

A Higgs-tér sérti az  $SU(2)$ -szimmetriát, és ezzel, a szilárdtestfizika *kvázirészecskéi*hez hasonlóan olyan új részecskéket hoz létre, amelyek közül három elnyeli az elmélet zérus

tömegű közvetítőrészcskéit, ezáltal tömeget *teremtve* nekik és létrehozva a három áhított, nehéz gyenge bozont, a negyedik komponense pedig, melléktermékként, újabb nehéz részecskét hoz létre, a *Higgs-bozont*. A Higgs-mechanizmusnak még számos jótékony hatása van, amely teljesen kezelhetővé teszi az addig ellentmondásokkal terhes modellt: lehetőséget teremt arra, hogy kiszámoljuk a folyamatok valószínűségeit; nélküle az egyenletekben végtelen tagok lépnek fel, a hatására azonban kölcsönösen kiejtik egymást.

Habár rengeteg jel mutat arra, hogy a Higgs-bozonnak léteznie kell, kimutatnunk eddig még nem sikerült. A LEP gyorsító utolsó éve erre irányult, de a négy kísérlet együttes erőfeszítése is csak azt mutatta, hogy a Higgs-bozonnak, ha létezik,  $114,4 \text{ GeV}/c^2$ -nél nagyobb a tömege. Nagyon reménykedünk benne, hogy az idén induló LHC kísérletei meg fogják figyelni.

## 9. A gyenge kölcsönhatás egyéb furcsaságai

Adósok vagyunk még az 1. táblázatban szereplő két jel, az  $L$  index és a kvarkok jele melletti aposztróf magyarázatával: mindkettő a gyenge kölcsönhatás különlegessége.

Az egyik a *paritás-sértés*. Ha egy karórát úgy építünk meg, hogy a tervrajzát tükörben nézzük, azaz tükrözzük, valószínűleg pontosan jár majd, legfeljebb a mutatója forog majd ellenkező irányban és a számai-betűi lesznek az általunk megszokottak tükörképei. Sokáig azt hittük, hogy a fizika valamennyi törvénye tükörszimmetrikus, amíg Lee és Yang elméleti jóslata alapján (Nobel-díj, 1957) Wu asszony kísérlete meg nem mutatta, hogy mágneses térben a kobalt-atommag gyenge bomlása során a térrel ellenkező irányban bocsátja ki bomlási elektronjait.

A másik két kölcsönhatás megőrzi a rendszerek paritását, azaz *emlékszik* rá, jobbra vagy balra (azaz mozgásirányba vagy azzal ellenkezőleg) volt-e polarizálva, amíg a gyenge maximálisan sérti azt. Ez abban nyilvánul meg, hogy a gyenge kölcsönhatás során a részecskék inkább balra, amíg az antirészecskék jobbra polarizálva keletkeznek, amennyire azt a megmaradási törvények engedik: ezt jelképezi az 1. táblázat dublettjei melletti  $L$  (angolul *left* = bal). A neutrínó esete extrém: ha zérus a tömege, a neutrínó csak balra polarizálva, az antineutrínó pedig csak jobbra polarizálva létezhet.

A paritás-sértés felfedezése után sokáig azt hitték, hogy a  $CP$ -szimmetria, tehát a fizikai törvények változatlansága a töltés és paritás egyidejű tükrözésével szemben, általános érvényű; egészen 1964-ig, amikor Cronin és Fitch (Nobel-díj, 1980) felfedezték, hogy a gyenge kölcsönhatás azt is sérti, ha nem is maximálisan, mint a paritást, csak egy íci-picit. Mint említettük, a  $CPT$ -szimmetriát abszolútnak tartjuk. A  $CP$ -sértés elvi lehetőséget nyújt arra, hogy megkülönböztessük a világot és antivilágot, és valószínűleg kapcsolatban van az anyag-antianyag aszimmetriával. Visszatérve a karóra példájára, a térbeli (P) tükrözés a jobb-bal cserét jelenti, a töltéstükrözés (C) azt, hogy az órát antianyagból csináljuk, az időtükrözés (T) pedig azt, mintha az óra mozgását rögzítő videofelvételt ellenkező irányban játszanánk le.

A gyenge kölcsönhatás a kvarkok fajtáját sem tiszteli, ellentétben a másik kettővel: az erős kölcsönhatásban keletkezett kvarkok a gyenge kölcsönhatás szempontjából a három családból vett állapotok keverékei<sup>8</sup>. Praktikus szempontból elég vagy az alsó vagy a felső típusú kvarkokat keverteknek feltételeznünk; megállapodás szerint az alsókat keverjük, és erre utal az

<sup>8</sup>Precízebben fogalmazva: a kvarkok erős kölcsönhatás szerinti sajátállapotai nem egyeznek a gyenge kölcsönhatás szerintiekkel

alsó kvarkok jelei feletti vessző. Ha a neutrínóknak tényleg nullától különböző a nyugalmi tömege, amire mutatnak kísérleti jelek, akkor a leptonállapotok is keveredhetnek.

---

#### **Kitérő: Keveredési szögek**

A részecskeállapotok keveredését *keveredési szögekkel* jellemezzük. A három alsó kvarkot egy háromdimenziós tér koordinátatengelyeinek képzelve, a rendszert három szöggel kell elforgatnunk a három tengely körül, hogy megkapjuk az összes lehetséges kvark-keveredést. A három szögből pedig megkapjuk a (d,s,b) vektort (d',s',b')-be transzformáló *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* mátrixot. A *CP*-sértés a három keveredési szög mellett negyedik paraméterként egy fázisszöget visz a CKM-mátrixba.

Másik nevezetes keveredés a gyenge és elektromágneses kölcsönhatás egyesítésekor (Glashow, Weinberg és Salam: Nobel-díj, 1979) fellépő *gyenge keveredés*. A részecskefizikában, ha két állapot keveredését nem tiltja valamilyen törvény, akkor keverednek, azaz a természetben előforduló állapotok az elsődlegesek lineáris kombinációi lesznek. Ez történik a gyenge kölcsönhatás semleges árama és az ugyancsak semleges elektromágneses áram között. Az utóbbi semlegessége viccesen hangzik, hiszen az elektromos áram elektromos töltések árama, viszont mint áram semleges, mert a foton nem hordoz töltést, tehát a kölcsönhatás folyamán a rendszer töltésállapota nem változik meg. A foton és a semleges gyenge bozon keveredésekor csak egy szög lép fel, a *Weinberg-szög* (vagy *weak* = gyenge keveredési szög), amelyet így két okunk is van  $\Theta_W$ -vel jelölni. A gyenge keveredés miatt lesz a gyenge bozonok tömege különböző: a  $Z^0$  valamivel nehezebb a  $W^\pm$ -nál, mert a foton *beseget*.

Valamennyi keveredési szög szabad paraméter, tehát nem elméletileg megjósolható, hanem kísérletileg megállapítandó érték.

---

## **10. A Standard modell jelene és kilátásai**

A Standard modell alapvető alkatrészei tehát a három fermioncsalád és a három helyi szimmetria, amelyből a három kölcsönhatás és  $1 + 3 + 8$  közvetítő bozonja származtatható a szimmetriasértő Higgs-tér áldásos közreműködésével, amely utóbbi melléktermékeként megjelenik a Higgs-bozon. Nem tudjuk, miért éppen az említett három szimmetria hozza létre a három kölcsönhatást, de azt igen, az elektromágneses  $U(1)$  szimmetriája az elektromos töltés skalár (azaz egykomponensű) voltával, a gyenge kölcsönhatás  $SU(2)$  szimmetriája a kétkomponensű gyenge izospinével, az erős kölcsönhatás  $SU(3)$  szimmetriája pedig a háromféle színével van összefüggésben.

A Standard modellnek 19 szabad paramétere van; aki ezt soknak találja, arra gondoljon, hogy elvileg az egész (mikro)világot leírja velük. Mindhárom kölcsönhatásnak van erőssége (csatolási állandója), a finomszerkezeti állandó az elektromágnesesé, a Weinberg-szög a gyengéé és az erős kölcsönhatás állandója. Szabad paraméter a 3 töltött lepton és a 6 kvark tömege (és még három a neutrínóké, ha figyelembe akarjuk venni, de azt a számításokban általában elhanyagolhatjuk), a Higgs-bozon tömege, valamint a kvarkok keveredési mátrixának 4 eleme. Az utolsó két paramétert az erős kölcsönhatás és a spontán szimmetriasértés elmélete adja.

A Standard modell helyességét számtalan kísérleti megfigyelés igazolja. Mindjárt születésekor számszerűen megjósolta a gyenge bozonok tömegét és más tulajdonságait, amit a kísérlet később teljes mértékben igazolt (C. Rubbia, Nobel-díj, 1984). A létrehozása óta eltelt csaknem 30 év alatt a kísérlet minden jóslatát teljes mértékben igazolta, semmiféle olyan megfigyelésünk nincs, amely ellentmondana neki. A Higgs-bozon kivételével valamennyi alkatrészét megfigyeltük, utoljára a t-kvarkot, és a Természet vakon engedelmessé látszik neki. Még az az új megfigyelés sem mond igazán ellent Standard modellnek, hogy a neutrínóknak lehet némi (igen kicsi) tömege.

Joggal felmerül tehát a kérdés, mi szükség van még gyorsítókra, és egyáltalán részecskefizikusokra, ha egyszer ilyen, mindent helyesen leíró elmélettel rendelkezünk. A válasz a Standard modell nevében rejlik: nem teljes elmélet, csak modell, amelyről nem igazán értjük, miért működik ilyen jól. Három mértékelméletet jónéhány szabad paraméterrel ellátva összeházasítottunk; megfejeltük egy *ad hoc* Higgs–mechanizmussal, mert különben nem működik; mesterségesen hozzátettük a fermionok tömegét, és annak örülünk, hogy mindezt hagyja, azaz nem vezet elméleti ellenmondásokra. Nem tudjuk, miért van éppen három fermioncsaládunk és mi a kapcsolat egy-egy család fermionjai között, azon kívül, hogy a töltésösszegük zérus. Nem tudjuk, miért nincs antianyag a látható univerzumunkban és mi alkotja a Világegyetem sötét anyagát. Nem sikerült továbbá észlelnünk a modell kulcsfiguráját, a Higgs–bozont, amelynek léte és tulajdonságai bizonyítanák a Standard modell érvényét.

Vannak jelei annak, hogy a Standard modell mögött egységes, mélyebb elmélet lehet. Erre vall az a megfigyelés, hogy a három kölcsönhatás erőssége, azaz *csatolási állandója* az energia növelésével hasonló érték felé tart, tehát mintha egy univerzális kölcsönhatásra lennének visszavezethetők. Kiküszöbölendő a fenti problémákat, az elmúlt 3 évtizedben a Standard modellnek számos kiterjesztése született, és a jövő kísérleteinek kell döntenie, melyik írja le közülük helyesen a mikrovilágot.

A kölcsönhatásokat egyesítő elméletek közül ma a *szuperszimmetria* (SUSY) a legnépszerűbb, bár igazát egyelőre semmiféle kísérleti megfigyelés nem bizonyítja. Szimmetriát feltételez a fermionok és bozonok között, tehát azt, hogy minden ismert fermionnak és bozonnak van szuperszimmetrikus partnere: a feles spinű leptonoknak és kvarkoknak zérus–spinű részecskék, a kölcsönhatásokat közvetítő, egyes spinű bozonok és a Higgs–bozon szuperpartnerei pedig feles spinű fermionok.

A Standard modell lehető legegyszerűbb szuperszimmetrikus kiterjesztése, a *Minimális Szuperszimmetrikus Standard modell* (MSSM) az elmélet csaknem valamennyi problémáját tetszetősen megoldja, de igen nagy áron: a rengeteg új részecske mellett igen sok új paraméter bevezetésével. Az utóbbi években érdekes versenyfutásnak vagyunk tanúi a kísérleti és elméleti kutatók között: a kísérletek hiába igyekeznek megfigyelni a megjósolt új szuperpartnereket, és eközben mind nagyobb részeket zárnak ki a lehetséges paraméterértékek terében; eközben az elméletiek, számításaik, modelljeik finomításával egyre növelik az elméleti alapon megengedett és kísérletileg még nem tanulmányozott paramétertartományokat<sup>9</sup>. Mivel általában feltételezzük, hogy a szuperszimmetria érvénye esetén a legkönnyebb szuperpartner alkotja a sötét anyagot, valóságos áttörést hozott ezen a területen a WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) mesterséges hold vizsgálata, amely óriási területeket törölt (azaz nyilvánított valószínűtlennek) az MSSM elméletileg lehetséges paraméterteréből.

## 11. Ajánlott irodalom

- Simonyi Károly: *A fizika kultúrtörténete*, Gondolat, Budapest, 1986; 5.5. fejezet.
- Leon Lederman: *Az isteni a-tom, avagy mi a kérdés, ha a válasz a Világegyetem*, Typotex, Budapest, 2008 (Fordította: Vassy Zoltán).
- Kiss Dezső, Horváth Ákos, Kiss Ádám: *Kísérleti atomfizika*, ELTE Eötvös Kiadó, Budapest, 1998.

<sup>9</sup>Ebből a megfogalmazásból az olvasó számára nyilvánvalóvá kell válnia, hogy a szerző maga kísérleti kutató

- Patkós András, Polónyi János: *Sugárzás és részecskék*, Typotex, Budapest, 2000.