

# AZ ELKÉPESZTŐ GYENGE ERŐ (KÖLCSÖNHATÁSI FURCSASÁGOK)

Horváth Dezső  
Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

*Mottó:*

„Csak az, hogy a dolgok szubatomi szinten kicsit zavarosak, még nem jelenti, hogy mindennek vége.”  
(*Murray Gell-Mann*)

Atomjainkat és általában anyagunkat az elektromágneses kölcsönhatás tartja össze, az atommagot és alkatrészeit pedig az erős. Ezek tehát az építő kölcsönhatásaink (a gravitáció is az, de mindenünnen kilóg). A gyenge kölcsönhatás inkább bomlaszt: az izotópok béta-bomlását, a neutronbomlást és valamennyi részecskebomlás utolsó lépéseit az intézi. A gyenge kölcsönhatásnak emellett számtalan furcsasága van, és a témakör bizonyos részleteiről már több cikkben is beszámoltunk, de most megpróbáljuk nagy vonalakban az egészet áttekinteni, hivatkozva természetesen a korábbi, részletesebb cikkekre. Cikkünknek

szomorú apropót ad *Steven Weinberg*, az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás Nobel-díjas egyesítőjének idei elhunytja.

## Szimmetriák és közvetítő bozonok

Tipikus gyenge reakció a neutronbomlás:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

vagy a neutrínó töltéscserés szóródása, amikor egy elektronneutrínó protonon szóródva elektronná alakul:

$$\nu_e + p \rightarrow e^- + n;$$

ez utóbbi felfogható a neutronbomlás átrendezésének. A részecskefizika átfogó elmélete, a standard modell ezeket a töltéscserés reakciókat a  $W^\pm$  bozon

közvetítésével írja le. Így azonnal érthető lesz, miért tekintjük a kölcsönhatást gyengének: a  $W^\pm$  bozon tömege<sup>1</sup>  $80 \text{ GeV}/c^2$ , és szegénynek közvetítenie kell a neutron bomlásánál felszabaduló  $1,3 \text{ MeV}$  energiát, amely a tömegénél négy nagyságrenddel kisebb. A Heisenberg-féle határozatlansági elv ugyan ezt lehetővé teszi, de csak nagyon rövid időre és így nagyon kis távolságra. Ennek eredménye a neutron hosszú élettartama és a gyenge bomlások kis hatáskeresztmetszete, és ezért viszonylag kicsi valószínűsége.

Destruktív jellege mellett a gyenge kölcsönhatás teszi színessé a részecskefizika elméletét, a standard modellt. A három alapvető részecske-kölcsönhatás közül a kvarkok közötti erős kölcsönhatás, amely a hadronokat egyben tartja, kiválóan leírható a háromállapotú *színtöltés* és a nyolc közvetítő bozon segítségével. Viszonylag könnyen eljutunk hozzá egy lokális (azaz helyről helyre változó) mértékszimetria, a  $3 \times 3$ -as unitér, egységnyi determinánsú mátrixok által ábrázolt  $SU(3)$  szimetria segítségével. Az elektromágnesség és közvetítője, a foton is látszólag hasonlóan származtatható egy lokális  $U(1)$  mértéktranszformáció – amely az állapotfüggvény  $e^{i\alpha(x)}$ -val történő szorzását jelenti, ahol  $\alpha(x)$  valós téridőfüggvény – segítségével, csak az alkalmazásánál lépnek fel bizonyos matematikai nehézségek. A gyenge kölcsönhatásra, a pozitív és negatív béta-bomlásra szinte jelentkezik a lokális  $SU(2)$ , a  $2 \times 2$ -es mátrixok mértékszimetriája, amely felkínálja a béta-bomláshoz szükséges két töltött közvetítő bozont. Az azonban már nem működik, több okból, a fő probléma a részecsketömegek értelmezése. Ehhez csak a szimetria sértésével jutunk el. A továbbiakban nagyjából vázoljuk ennek megoldását, a mélyebben érdeklődő olvasónak ajánljuk az [1] tankönyvet.

A standard modell tehát szépen leírja világunk egy részét három, részben sérülő, lokális mértékszimetria segítségével. A gyenge kölcsönhatás hatótávolsága véges, így közvetítő bozonjainak nehezeknek kell lenniük, ellentétben a nulla tömegű fotonnal és gluonokkal. Az ilyen kölcsönhatást a Yukawa-potenciállal írjuk le:

$$V = -\frac{g}{R} \exp\left(-\frac{R}{R_0}\right),$$

<sup>1</sup>A részecskefizika az  $E$  energiát és a részecskék  $m$  tömegét (az  $E = mc^2$  Einstein-formula alapján) elektronvoltban méri,  $1 \text{ eV}$  energiát nyer egy elektron vagy proton  $1 \text{ volt}$  feszültség hatására, a  $\text{GeV} = 10^9 \text{ eV}$  pedig kedvenc energiaegységünk.



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

ahol  $g$  a kölcsönhatás erősségéhez kapcsolódó *csatolási tényező*,  $R$  a kölcsönhatásba lépő részecskék távolsága és  $R_0$  a kölcsönhatás hatótávolsága, amely fordítottan arányos a közvetítő bozon tömegével. A kísérletek azt mutatták, hogy a béta-bomlás hatótávolsága igen rövid, bozonjának tehát nagyon nehéznek kell lennie. Ugyanakkor viszont a lokális mértékszimetria nem viseli el a közvetítő részecske tömegét, tehát a gyenge kölcsönhatás nem írható le lokális  $SU(2)$  mértékszimetriával.

## Paritássértés

A következő csavar a paritássértés felfedezése volt [2–4]. *T.-D. Lee* és *C.-N. Yang* 1956-ban feltételezték, hogy a gyenge kölcsönhatás nem tiszteli a reakciók tükrörszimetriáját, és *C.-S. Wu* és *L. Lederman* kísérletei azt 1957-ben meg is mutatták. Kiderült, hogy a töltéscserével járó gyenge reakciók a balra polarizált (azaz a mozgásirányukkal ellentétes spinirányú) fermionokat és a jobbra polarizált antifermionokat kedvelik. Ezt paritássértésnek hívjuk, mert a polarizáció összefügg a rendszert leíró állapotfüggvény párosságával, azaz hogy megőrzi-e előjelét a térkoordináták tükrözésekor vagy nem. Ez azonnal Nobel-díjat hozott a Lee–Yang szerzőpárnak.

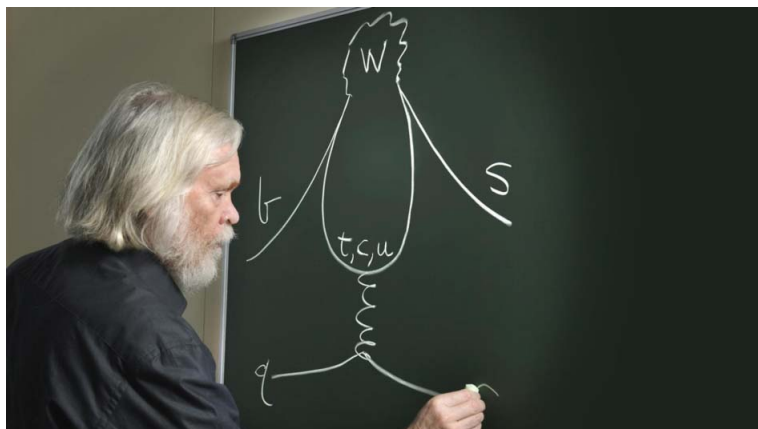
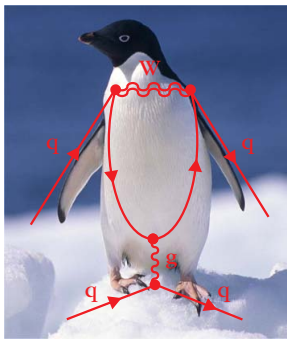
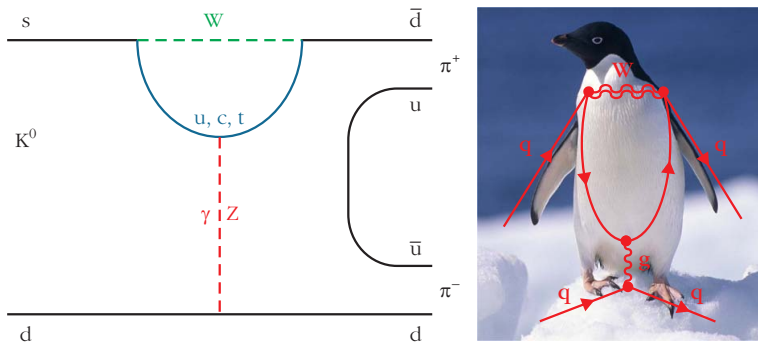
A pionbomlásnál keletkező pozitív müon, amely antirészecske lévén, természetesen jobbra polarizált, pozitronra és neutrínókra bomlik,

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu,$$

ahol a pozitron és a müon-antineutrínó jobbra, az elektron-neutrínó pedig balra polarizált lesz. Ennek az a drámai következménye, hogy a balra és jobbra polarizált elektron a gyenge kölcsönhatás szempontjából két egészen különböző részecske, pedig az elektromágnesség (és persze a gravitáció) számára ugyanaz, hiszen sem a tömege, sem a töltése nem változik meg attól, ha mágneses térben elfordítjuk a spinjét.

## CP-sértés

A *CPT*-invariancia kemény törvény, kimondja, hogy ha egyidejűleg tükrözzük egy mikrorendszerben a  $C$  töltést (azaz részecskéből antirészecskét csinálunk), a  $P$  paritást (azaz a térkoordinátákat) és a  $T$  időt, akkor a mérhető fizikai mennyiségek változatlanok maradnak [3]. A béta-bomlás tanulmányozása megmutatta, hogy a paritás (tükrörszimetria) ugyan 100%-ban sérül a gyenge kölcsönhatásban, de a  $CP$  invarianciában mindenki hitt, amíg fel nem fedezték, hogy a gyenge kölcsönhatás azt is sérti, bár csak kicsit [4]. A  $K^0$  semleges kaon erős kölcsönhatásban keletkezik és gyengeben bomlik, mert benne egy  $s$ -kvarknak át kell alakulnia  $d$ -kvarkká. Mezon lévén, kvark-antikvark kötött állapot és paritása negatív. A töltéstükrözés hatására  $C|K^0\rangle \rightarrow |\bar{K}^0\rangle$ , tehát a  $K^0$  nem  $CP$ -sajátállapot,



1. ábra. Az egyenes  $CP$ -sértés pingvin-gráfja és „keresztapja”, John Ellis [1].

hiszen antirészecskévé alakul. A gyenge kölcsönhatás a  $K^0$ -t kevert állapotnak érzi, két  $CP$ -sajátállapot keverékének,

$$\left. \begin{matrix} K_1 \\ K_2 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 \pm \bar{K}^0).$$

A pion paritása  $-1$ . A feltételezett  $CP$ -megmaradás miatt a pozitív  $CP$ -sajátértékű  $K_1$  két pionra bomlik, a negatív  $CP$ -sajátértékű  $K_2$  viszont három pionra, és a harmadik részecske hozzáadása három nagyságrenddel növeli az élettartamát:  $\tau_1 \approx 89$  ps és  $\tau_2 \approx 52$  ns. Tovább bonyolítja a helyzetet, hogy a kétféle  $CP$ -sajátállapot tömege is különböző, bár a különbség rendkívül kicsi. Az erős kölcsönhatásban keletkező  $K^0$  mezon repülés közben elbomlik, méghozzá kétféle módon: a  $K_1$  gyorsan elbomlik és elegendően hosszú repülés után csak a hosszabb élettartamú  $K_2$  komponens marad meg. Konkrétan felírva az állapotfüggvényt [1] azt találjuk, hogy a  $K_1$  létideje alatt az eredetileg tiszta  $K^0$  állapot időben periodikusan változik, rezeg  $K^0$  és  $\bar{K}^0$  között a  $K_1$  és  $K_2$  tömegkülönbségével arányos frekvenciával. Azt kísérletileg megmérve megállapították, hogy a kétféle  $K^0$  állapot tömegkülönbsége 14 nagyságrenddel kisebb a kaontömegnél.

A  $K^0$  mezonból tehát repülés közben fokozatosan *kibhal* a  $K_1$  komponens és marad a  $K_2$ . A  $CP$ -invarianciában ugyan mindenki hitt, de a paritásértés felfedezésekor azt is kísérletileg ellenőrizték, és ici-picit sérültnek találták, az esetek igen kis részében a hosszú élettartamú kaon is bomlott két pionra. Ezért a kísérletezők, *J. W. Cronin* és *V. L. Fitch* kaptak Nobel-dí-

jat, bár csak 16 évvel később. A hosszú élettartamú kaont emiatt  $K_L$ -l, a rövidet  $K_S$ -sel jelöljük, hiszen mindkettő  $K_1$  és  $K_2$  keveréke, bár a  $K_S$ -ben  $K_1$ , a  $K_L$ -ben pedig  $K_2$  dominál.

Vicces adalék, hogy a  $CP$ -sértés elméletének egyik kidolgozója, *Jonathan R. Ellis* az idevágó Feynman-gráfot pingvin-gráfnak nevezte el, mert egy darts-játszma veszteseként be kellett a következő cikkébe építenie a *pingvin* szót (1. ábra).

A neutrínó-ízrezgés felfedezése [5] megmutatta, hogy  $CP$ -sértésnek a leptonok között is léteznie kell, és azt sikerült is kísérletileg megfigyelni [6, 7].

## A kvarkok keveredése

A standard modell három fermioncsaláddal írja le világunkat, mindegyik tartalmaz egy pár kvarkot, egy töltött leptont és a hozzá tartozó neutrínót (1. táblázat).

Csak az 1. család fermionjai stabilak (már amennyire az egymásba alakuló neutrínók annak tekinthetők), az összes többi nehezebb kvark és lepton azokra bomlik.

Végül a világunkban csak két stabil anyagi részecske található, a proton és az elektron, még a neutron is protonra bomlik. A kvarkok hatféle íze az erős kölcsönhatásban megmarad, mindegyik csak az antirészecskéjével párban tud keletkezni. Egymásba bomlásukat a gyenge kölcsönhatás vezérli, de az elvben csak egy-egy dubletten belül működik. Ugyanakkor a gyenge sajátállapotok nem egyeznek az erős kölcsönhatás által meghatározott íz-sajátállapotokkal, ez teszi lehetővé a családváltást. A gyenge kölcsönha-

1. táblázat

**Leptonok és kvarkok, az alapvető fermionok három családja a standard modellben.  $T_3$  a gyenge izospin harmadik komponense, amely a balra (L) polarizált dublettek alsó és felső fermionjait megkülönbözteti, a többi jelölést fokozatosan megvilágítjuk a szövegben. A jobbra (R) polarizált fermionok szinglett-állapotok, nulla gyenge izospinnel. Hasonló, de ellentétes előjelekkel az antirészecskék palettája.**

	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	$+\frac{1}{2}$
	$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	-1	$-\frac{1}{2}$
				-1	0
Kvarkok	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$
	$u_R$	$c_R$	$t_R$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$
	$d_R$	$s_R$	$b_R$	$+\frac{2}{3}$	0
			$-\frac{1}{3}$	0	0

tás számára az s-kvark keveredik a d-vel és ez teszi lehetővé az  $s \rightarrow u$  bomlást. Az  $s \leftrightarrow d$  keveredést először *Nicola Cabibbo* ismerte fel, és egy szöggel, a  $\Theta_C$  Cabibbo-szöggel jellemezte, amennyivel az erős kölcsönhatás s-d koordinátarendszerét el kell forgatnunk, hogy megkapjuk a gyenge kölcsönhatását. A harmadik fermioncsalád felfedezésekor már három keveredési szögre lett szükség, de *M. Kobayashi* és *T. Maskawa* a három szöghöz egyetlen paramétert hozzátevve egy  $e^{i\delta}$  fázisszorzóval a CP-sértésről is számot tudott adni; az 1973-as felfedezést 2008-ban követte Nobel-díj [4]. Ezt a keveredési mátrixot a három fizikus nevének kezdőbetűi nyomán CKM-mátrixnak hívják.

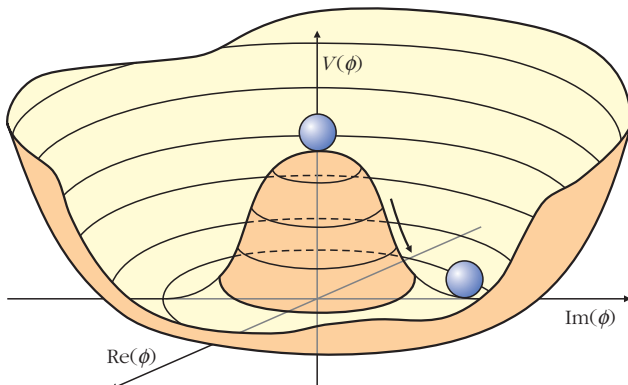
Ha egyszer a kvarkok keverednek, mi a helyzet a leptonokkal? A neutrínók egymásba alakulása arra vall, hogy a leptonok is keverednek, de ezzel két gond van a standard modellben. Egyrészt a töltött leptonok keveredése esetén a műonnak elektronra kellene neutrínók nélkül bomlania,  $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$ , de ezt eddig nem sikerült megfigyelni. Másrészt a neutrínóknak nincs másik kölcsönhatása a gyengén kívül, amely keverhetné az állapotait. A neutrínók ízrezgése tehát kivezet a standard modelltől [5].

## Bozontömegek

A tömegek problematikáját (Lederman szerint isteni beavatkozásként [2]) megoldotta a Brout–Englert–Higgs (BEH) mechanizmus (gyakran még mindig, helytelenül Higgs-mechanizmusnak nevezik). Feltételezi, hogy a vákuumot egyenletesen kitölti egy erőter, a kétkomponensű BEH-mező, amely elrontja az üres tér tökéletes szimmetriáját, mert alaphelyzetben nem zérus az értéke. Ez a szimmetriasértés hat az  $U(1)$  és  $SU(2)$  mértékszimmetriára, de az erős kölcsönhatás  $SU(3)$ -ára nem.

A BEH-mechanizmust a mexikói kalappal szokás illusztrálni (2. ábra). A potenciál teljesen hengerszimmetrikus, és ezt elvben nem rontja el, ha a zéruspontra golyót helyezünk, az azonban le fog gurulni a

2. ábra. Spontán szimmetriasértés. A BEH-mező potenciálját ábrázoló kalap hengerszimmetriája elromlik, amikor golyót helyezünk a csúcsára, mert a golyó stabil állapota valahol a völgyben van és legurul, de véletlenszerű, hogy hova esik.



völgybe, ezzel spontán sérti a rendszer szimmetriáját. Ez elrontja az  $U(1)$  és  $SU(2)$  szimmetriát, és tömeget teremtene a négy érintett bozonnak. A fotonnak nem lehet tömege, tehát az  $SU(2)$  semleges komponenséből és az  $U(1)$ -ből kikeverünk egy elektromágneses mezőt nulla tömegű fotonnal és egy Z-bozont a semleges gyenge kölcsönhatásnak. Ezért különbözik a  $W^\pm$ - és Z-bozon tömege.

A két kölcsönhatást tehát egyesítettük és szétválasztottuk a BEH-mechanizmus segítségével: együtt elektromágneses kölcsönhatásnak hívjuk őket. Lett tehát négy mértékbozonunk, az elektromágneses foton és a három gyenge bozon. A gyenge kölcsönhatás erősségéből ki lehetett számítani a gyenge bozonok tömegét, és azokat sikerült is megmérni összhangban a számítások előrejelzésével.

## Fermiontömegek

Tudjuk, hogy az  $m_e$  tömegű elektron nyugalmi energiája  $E = m_e c^2$ , ahol  $c$  a fénysebesség. A részecskefizika alapegyenleteiben ez a potenciális energia  $-m_e \bar{e} e$  alakban jelenik meg, ahol  $e$  az elektron állapotfüggvénye (Dirac-spinorja),  $\bar{e}$  pedig annak Dirac-adjungáltja. Azonban a gyenge kölcsönhatás számára kétféle elektronállapot van, egy balra polarizált  $e_L$  és egy jobbra polarizált  $e_R$  (1. táblázat), szét kell őket választanunk. Ezt látszólag könnyen megtehetjük:

$$m_e \bar{e} e = m_e (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R).$$

A fenti eljárás azonban nem alkalmazható, mert a gyenge kölcsönhatás számára az elektron balra polarizált párban, dublettben van a neutrínójával, az  $e_R$  viszont önmagában áll, szinglett állapot. Az elektromágneses kölcsönhatás számára az elektron tehát elemi lepton kétféle lehetséges polarizációval, a gyenge számára viszont az  $e_R$  szinglett állapot, az  $e_L$  viszont egy balra polarizált dublett egyik komponense, és a hozzátartozó neutrínóval együtt, párban kezelendő. A kétféle függvényt nem lehet összeszorozni, mert különböző mennyiségek; a kvantumszámuk is különbözik, tehát nem csatolódnak egymáshoz. Nem tudunk tehát tömegtagot biztosítani a fermionok potenciális energiájában, a gyenge kölcsönhatásban ugyanis valamennyi fermion – lepton és kvark – egyaránt részt vesz.

A kétkomponensű BEH-mező dublettje ezzel szemben már csatolódik a balra polarizált lepton- és kvarkdublettekhez, összeszorozható velük, és skalárszorzatuk szinglett, összehozható a jobbos szinglettekkel. Az egyenletekben tehát megjelenik a fermionok kölcsönhatása a BEH-mezővel, és a fermiontömegek, mint szabad paraméterek. Ellentétben a gyenge bozonok tömegével, a fermiontömegeket az elmélet nem jósolja meg.

A BEH-mező, komplex dublett lévén, négy független összetevő mezőt tartalmaz, közülük három fordítódik a három nehéz gyenge bozon tömegére, a ne-

gyedikből lesz a spin és töltés nélküli, *skaláris* Higgs-bozon. Mindehhez még kiderült, hogy a skaláris bozon létezése elméleti szempontból is praktikus, az alternatív (*Higgs-mentes*) tömegképződési mechanizmusoknak is célszerű gondoskodniuk egy skaláris bozonról. A BEH-elmélet 1964-ben született, de végső bizonyítékát, a Higgs-bozont csak 2012-ben sikerült megfigyelni [8], *F. Englert* és *P. W. Higgs* meg is kapták érte 2013-ban a Nobel-díjat (*Brout* nem érte meg).

## A többi kölcsönhatás?

Láttuk tehát, hogy a standard modell szépen leír majdnem mindent, de az eddigi összes furcsaság a gyenge kölcsönhatáshoz kötődött. És a többi?

A gravitációra ez a séma egyáltalán nem húzható rá, két tömeg kölcsönhatását *Einstein* általános relativitás-elmélete alapján nem erőterek, mezők bozoncserejével írjuk le, hanem a tér görbületével. Ahogyan a zseniális *Douglas Adams* megírta [9]: *A relativitásban az anyag megmondja a térnek, hogyan görbüljön, a tér meg az anyagnak, hogyan mozogjon.* Vannak természetesen kísérletek összeházasítására a másik hárommal, be is vezettek számára egy közvetítő bozont, a gravitont. Ha az egyáltalán létezik, erősen különbözik a többi közvetítő bozontól. A három megszokott kölcsönhatás bozonja  $S = 1$  ( $\hbar$  egységben) spinnel rendelkezik, és a lendületcseréjüket lineárisnak képzeljük: az egyik részecske kibocsátja, a másik elnyeli. Ez nem lehet érvényes a gravitonra, amelynek a négydimenziós téridő torzulását kell közvetítenie, és az elmélet szerint  $S = 2$  spinje kell, hogy legyen. Mivel a kísérletek szerint a gravitáció végtelen hatótávolságú és fénysebességgel terjed, a graviton tömege is nulla.

Az elektromágnességnek (pontosabban az elektromágnességnek) is megvan a különlegessége, ugyanis a másik kettővel ellentétben taszító is lehet, azonos előjelű töltések taszítják egymást. A bozonja nem hordoz elektromos töltést, a tömege nulla, tehát végtelen hatótávolságú, és potenciálképpel szépen leírható: az egyik töltés létrehoz egy elektromágneses teret és a másikra az hat (ez persze teljesen szimmetrikus a kettő között).

Az erős kölcsönhatás az elektromossal szemben, rengeteg sajátossággal rendelkezik. Elvileg szépen leírható a lokális  $SU(3)$  invariancia segítségével, az meg is teremti a nyolc gluont. Azok azonban hordozzák a három színtöltést, mégpedig mindegyik egy színt és egy antiszínt. Mivel a kilenc kombináción nyolc duplatöltésű gluon osztozik, mindegyikre  $2 \times 9/8 = 9/4$ -szer akkora színtöltés jut, mint a kvarkokra. Ennek következménye a kvarkbezárás: ha két kvarkot megpróbálunk egymástól eltávolítani, egyre több gluon keletkezik közöttük, a gluonok további gluonokat keltenek, azok meg szétesnek kvark-antikvark párokra, a kísérletileg látható eredmény nagy energián hadronzáró lesz: az ütközésből kirepülő kvark vagy gluon irányában kilövellő hadronok sokasága, esetenként sokszáz részecskével, főként a leg-

könnyebb hadronnal, a pionnal. Emiatt a színkölcsönhatáshoz bizonyos távolságon túl durván lineáris potenciált rendelhetünk, hasonlatosat a megfeszített rugóhoz, a távolsággal egyenesen arányosat.

## Vákuum tele mindenfélével

Nagyon furcsa a részecske-kölcsönhatások viszonya a vákuumhoz, amely valamilyen értelemben soha nem üres tér, viszont minden esetben különböző, az adott kölcsönhatás alapállapotához kötődik. A gravitációnál a téridőnek szerkezete van, amely az erő hatására torzul, ezt a gravitációs hullámok észlelésével meg is mérték. A színkölcsönhatás vákuuma egyáltalán nem üres, az elmélet szerint kvark- és gluonkondenzátumot tartalmaz. Intenzív elméleti vizsgálatok tárgya, és a standard modell egyik (bár a számításokban általában elhanyagolt) paramétere a kvantum-színdinamika csatolása a saját vákuumához.

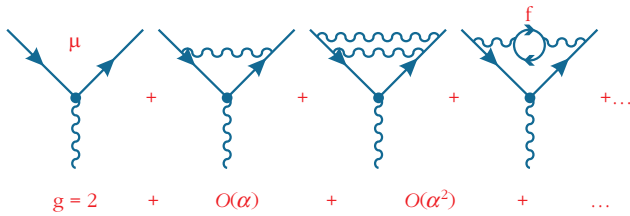
Sajátosságban persze itt is a gyenge kölcsönhatás a győztes. Láttuk, hogy az elektromágneses vákuumot kitölti a szimmetriasértő BEH-mező, amely megteremti a részecskék tömegét és a különleges Higgs-bozont, mint saját gerjesztését. Ami igazán sajátossá teszi, az a BEH-mező paramétereinek energiatünetessége. A BEH-vákuum minimumában ülünk, de ha (a standard modellel ellentétben) az metastabil több minimummal, elvben átcsúszhatunk nagy energiák hatására egy másikba, és akkor persze megváltozna az elemi részecskék tömege, sőt még a gyenge kölcsönhatás erőssége is [10]. Szerencsére a számítások szerint ennek annyira csekély a valószínűsége, hogy még egy metastabil BEH-vákuum esetén is az átmenet várható élettartama jelentősen meghaladja Világegyetemünk jelenlegi korát.

## A standard modell paramétere

A BEH-mechanizmus a standard modell paramétereire a BEH-mező két paraméterével, a vákuum nullaponti várható értékével és az önkölcsönhatás csatolásával, valamint a hatféle kvark- és a háromféle lepton-tömeggel (a neutrínók tömege a standard modellben zérus) járul hozzá. A háromféle kölcsönhatás csatolásával és a kvarkok négy állapotkeveredési mátrixelemével jön ki a 18 paraméter. Gyakran 19. paraméternek hozzá szokták venni a kvantum-színdinamika  $\Theta$  vákuumcsatolását is. A standard modellt viszont nyilvánvalóan ki kell terjesztenünk, hogy beleférjen a neutrínók tömege és ízrezgése: ez a minimális kiterjesztés esetén is még három tömeget és négy keveredési paramétert ad hozzá [5].

## Korrekciók

Ha eddig netán viszonylag egyszerűnek tűnhetett a részecskefizika elmélete, akkor ki kell, hogy ábrándítsuk az olvasót. Említettük, hogy a neutronbomlásnál a



3. ábra. Korrekciók a müon mágneses momentumához [1], jobb oldalt fent egy fermionhurokkal.

közvetítő bozon annyira virtuális, hogy a tömegénél négy nagyságrenddel kisebb energiát közvetít. Mi akadály van annak, hogy a térben szabadon terjedő foton nagyon rövid időkre virtuális fermion-antifermion, elektron-pozitron vagy pláne kvark-antikvark párrá alakuljon? Természetesen semmi, meg is teszi. Ráadásul ott a Heisenberg-féle határozatlansági reláció (azaz igen rövid téridőn) kívül semmi sem korlátozza, tehát egy ilyen virtuális fermionnak akár mekkora lehet a lendülete, hiszen az antifermion azt kompenzálja. Az ilyen virtuális párokat az alakjuk miatt hurkoknak hívjuk, és hatásukat a mért értékekre hurkkorrekcióknak. A virtuális fermionpár cserélhet virtuális bozont, fotont, W-bozont vagy gluont egymással, a bozonok pedig újabb fermionpárt képezhetnek, és így tovább, a végtelenségig. Az ilyen korrekciókra kitűnő példa (3. ábra) a müon anomális mágneses momentuma, amelyet nagyon pontosan lehet mérni és a különböző korrekcióit számítani [11]. A helyzetet megmenti, hogy az ilyen hurkok a kölcsönhatási csatolás négyzetével arányos járulékot adnak az előző tagokhoz, amely például a foton esetén  $\alpha \approx 1/137$  magas hatványon lesz, tehát elenyészik. Gond csak az erős kölcsönhatás csatolásával van, amely kisebb energiáknál egységnyihez közelít, tehát a fenti módszer nem működik; szerencsére nagy energián már 0,1 alatti, tehát a sor konvergál.

Az ilyen korrekciók jelentős segítséget nyújtanak új fizikai jelenségek keresésekor. A CERN LEP elektron-pozitron ütköztetője a Z-bozon tömegének megfelelő, 91 GeV körüli energián indult, de a mért folyamatok korrekciói szinte azonnal megmutatták, hogy a legnehezebb, és emiatt még fel nem fedezett t-kvark tömegének 180 GeV körülínek kell lennie. Valóban, a Fermilab Tevatronjának sikerült is felfedeznie 173 GeV-nél.

A naiv olvasó azt hinné, hogy ezek a korrekciók a maguk virtuális részecskéivel csak matematikai trükkök, amelyek segítenek a folyamatok pontosabb kiszámításában. Ez óriási tévedés. A LEP-nél tanulmányoztuk azokat az eseményeket, amelyekben az elektron és a pozitron ütközéskor csak fotoncserével szóródott egymáson. Ezek a fotonok egymással kölcsönhatásban valódi, észlelhető kvark-antikvark párokat tudtak kelteni, mégpedig bőségesen. E folyamat egyetlen lehetséges magyarázata az, hogy az egyik foton virtuális kvarkja vagy antikvarkja, töltött részecske lévén, elnyelte a másik fotont, és kilöködött a hurkból. A LEP utolsó két évében annyi ilyen eseményünk volt, hogy több tucat PhD-értekezés született a tanulmányozásából.

## Hány elemi részecskénk van?

Eleminek a belső szerkezet nélküli részecskéket tekintjük, tehát az elektron és a foton elemi, a proton viszont nem. A standard modellnél maradványként a címbeli kérdésre látszólag egyszerű a válasz: van hatféle kvarkunk és leptonunk, az antirészecskéikkel együtt tehát 24 fermion, 1 + 3 + 8 bozon a három kölcsönhatáshoz és a Higgs-bozon, összesen 37. Ez sem ilyen egyszerű, a részecskék száma attól függ, milyen kölcsönhatást tekintünk. Az erős kölcsönhatás a színtöltéssel kapcsolatos, a leptonok számára nem létezik, van viszont hat kvarkja három színben és hat antikvarkja antiszínnel, az tehát 36 fermion; ahhoz jön még nyolc gluon, összesen 44 színes részecske. Az elektromágnesség a töltéshez csatolódik, de a szín hidegen hagyja, számára tehát létezik hat kvark és három töltött lepton az antirészecskéikkel, 18 fermion, valamint a foton és két töltött gyenge bozon, összesen 21 elektromágneses részecske. Szokás szerint az energiához csatolódo gravitáció innen is kilóg, és a legbonyolultabb a gyenge kölcsönhatás. A standard modellben nincs neutrínótömeg és -izrengés, ennek megfelelően a gyenge kölcsönhatás számára létezik 3 fermioncsalád, mindegyikben két-két balra polarizált kvarkkal és leptonnal, valamint két jobbkezes kvarkkal és egy jobbkezes leptonnal, ez 21 elemi fermiont jelent, antirészecskéikkel együtt 42-t.<sup>2</sup> Ehhez jön még a három gyenge bozon, az összesen 45 gyenge részecske.

A figyelmes olvasó talán észrevette, hogy az eddiekből kimaradt a standard modell egyik kulcsfigurája, a Higgs-bozon. Az a BEH-mező gerjesztése, ahhoz csatolódik. A BEH-mezőt csak a részecsketömegek érdeklik, azokból is csak az elemieké, hiszen anyagunk tömegét – lényegében a protonét és a neutronét – túlnyomórészt energia adja, a kvarkok és az elektron keveset tesznek hozzá. A BEH-mezőt hidegen hagyja a részecskék összes többi tulajdonsága, tehát a részecskeszáma minimális: hat kvark és három lepton, valamint 3 bozon (W-, Z- és a Higgs-, a W<sup>±</sup>-on az eredete miatt lehet vitatkozni, nem ket-tő-e), mindössze tucatnyi részecske rendelhető hozzá. Mindez természetesen a standard modell állatsergletére vonatkozik, ahol a neutrínóknak nincs tömegük.

## Tanulság?

Talán sikerült megmutatnunk, hogy a részecskefizika nagyon érdekes, igazán színes jelenség a fizikában, mind elméleti, mind pedig kísérleti téren. Láttunk több igen alapvető szimmetriát, amelyet a gyenge kölcsönhatás sért: a térbeli tükrörszimmetriát (paritás), az időtükrözést (CP) és a vákuumét (BEH-mechaniz-

<sup>2</sup>Vegyük észre, hogy Douglas Adams-nél ez a szám a végső válasz a Világegyetem létezésének alapvető kérdésére [9], legalább is a szuper-szuper számítógép szerint.

mus). Weinberg ezeket véletlen szimmetriáknak tekintette: a természetben ugyan nem érvényesülnek, de segítenek megérteni a természet törvényeit.

#### Irodalom

1. Horváth Dezső és Trócsányi Zoltán: *Bevezetés az elemi részek fizikájába*. Typotex, Budapest, 2017. Angolul: *Introduction to Particle Physics*. Cambridge Scholars Publishing, 2019.
2. Leon Lederman és Dick Teresi: *Az isteni a-tom. Mi a kérdés, ha a válasz a világegyetem?* Typotex, Budapest, 2007 (Vassy Zoltán fordítása).
3. Horváth Dezső: Szimmetriák és sértésük a részecskék világában – a paritásértés 50 éve. *Fizikai Szemle* 57/2 (2007) 47.
4. Trócsányi Zoltán: Az eltűnt szimmetria nyomában – a 2008. évi fizikai Nobel-díj. *Fizikai Szemle* 58/12 (2008) 417.
5. Trócsányi Zoltán: Neutrínók interferenciája. *Fizikai Szemle* 56/6 (2016) 182.
6. Radics Bálint: A CP-szimmetriasértés kísérleti megfigyelése neutrínó-ízoscillációkban. *Fizikai Szemle* 70/7–8 (2020) 245.
7. Radics Bálint, Trócsányi Zoltán: A CP-sértés nagysága a lepton-szektorban. *Fizikai Szemle* 71/3 (2021) 81.
8. Horváth Dezső: *A Higgs-bozon*. Typotex, 2014; Séta a Higgs-bozon körül. *Fizikai Szemle* 71/2 (2021) 37. és 71/3 84.
9. Douglas Adams: *Galaxis útikalauz stopposoknak, a világ legbosszabb trilógiája öt kötetben*. 3. kötet: *Az élet, a világmindenség meg minden*. GABO könyvkiadó, Budapest, 2000 (Kollárik Péter fordítása).
10. Horváth Dezső: Higgs-bozon és a világ vége vagy kezdete. *Fizikai Szemle* 65/4 (2015) 115.
11. Horváth Dezső és Trócsányi Zoltán: Műon: mi az és mire jó? *Fizikai Szemle* 68/5 (2018) 147.